



TITLE:

ホーンリフレクタアンテナに関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

片木, 孝至

CITATION:

片木, 孝至. ホーンリフレクタアンテナに関する研究. 京都大学, 1972, 工学博士

ISSUE DATE:

1972-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1983>

RIGHT:

新 制

工

219 函

ホーンリフレクタアンテナに関する研究

片 木 孝 至

昭和46年 8 月

ホーンリフレクタアンテナに関する研究

目 次	頁
1. 序 論 -----	1
1.1 従来の研究の概要 -----	1
1.1.1 円錐ホーンリフレクタアンテナ -----	1
1.1.2 円錐ホーンリフレクタアンテナ -----	2
1.2 本論文の概要 -----	4
2. ホーンリフレクタアンテナの放射特性の解析方法 -----	7
2.1 従来の解析方法 -----	7
2.1.1 A. B. Crawford, D. C. Hogg および L. E. Hunt の方法 ---	7
2.1.2 太橋, 加藤, 沼野の方法 -----	9
2.1.3 J. N. Himes, Tingye Li および R. H. Turrill の方法 ---	10
2.1.4 従来の方法の検討 -----	10
2.2 本論文の解析方法 -----	16
3. 一般の錐ホーンリフレクタアンテナ -----	19
3.1 幾何学的な関係 -----	20
3.1.1 開口面上の双極座標系 -----	20
3.1.2 各部の寸法, 面積 -----	22
3.2 円形導波管の任意のエードで励振した場合の利得関数 ---	23
3.2.1 開口面上の電界分布 -----	23
3.2.2 開口面からの放射電界 -----	25
3.2.3 円偏波で励振した場合の放射電界 -----	30
3.2.4 利得関数 -----	31

3.3 放射特性の計算結果	32
3.3.1 基本モードで励振した場合の放射特性	32
3.3.1.1 利得, 開口効率および正面方向の逆旋円偏波成分	32
3.3.1.2 基本モードで励振した場合の放射パターン	35
3.3.2 高次モードで励振した場合の放射特性	39
3.3.2.1 正面方向の利得	39
3.3.2.2 高次モードで励振した場合の放射パターン	43
3.4 回転二次曲面鏡系の等価一般円錐ホーンリフレクタアンテナ	52
3.4.1 回転二次曲面鏡系	52
3.4.2 回転二次曲面鏡の性質	54
3.4.2.1 回転放物面鏡	54
3.4.2.2 回転軸が平行な2枚の回転放物面鏡	55
3.4.2.3 回転楕円面鏡	56
3.4.2.4 回転双曲面鏡	59
3.4.3 等価一般円錐ホーンリフレクタアンテナ	61
3.5 ちすび	64
4. 成形ビームホーンリフレクタアンテナ	66
4.1 鏡面の形状	68
4.1.1 波面の解析	68
4.1.2 波面の構成	72
4.1.3 鏡面の座標	74
4.2 利得南数	76
4.3 放射特性の計算結果	77
4.4 ちすび	84

5. ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ	85
5.1 幾何学的な関係	86
5.1.1 座標系	86
5.1.2 各部の寸法および面積	89
5.2 任意のモードで励振した場合の利得因数	91
5.2.1 ダイアゴナル導波管の任意のモード	91
5.2.2 南口面上の電界分布	93
5.2.3 南口面からの放射電界	94
5.2.4 円偏波で励振した場合の放射電界	95
5.2.5 利得因数	95
5.3 放射特性の計算結果	97
5.3.1 正面方向の利得	97
5.3.1.1 基本モードで励振した場合	97
5.3.1.2 高次モードで励振した場合	99
5.3.2 放射パターン	100
5.4 模型実験の結果	112
5.4.1 模型アンテナの諸元	112
5.4.2 利得の測定結果	113
5.4.3 近軸放射パターンの測定結果	113
5.4.4 広角放射パターンの測定結果とその改善	119
5.5 無しゃへい形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ	122
5.5.1 模型アンテナの諸元	122
5.5.2 利得の測定結果	124
5.5.3 放射パターンの測定結果	124
5.6 おわりに	128

6. 無指向性ホーンリフレクタアンテナ	130
6.1 幾何学的な関係	131
6.2 任意のエードに励振した場合の利得関数	132
6.2.1 開口面上の電界分布	132
6.2.2 開口面からの放射電界	133
6.2.3 円偏波に励振した場合の放射電界	134
6.2.4 利得関数	135
6.3 放射特性の計算結果	136
6.3.1 YZ面内の放射特性	136
6.3.2 ZX面内の放射特性	139
6.4 模型実験の結果	147
6.4.1 模型アンテナの諸元	147
6.4.2 利得および放射電界の楕円偏波率の測定結果	149
6.4.3 YZ面内の放射パターン	150
6.4.4 ZX面内の放射パターン	152
6.5 おすび	155
7. 結論	156
謝辞	158
参考文献	159

ホーンリフレクタアンテナに関する研究

三菱電機株式会社録音製作所

片木 孝至

1. 序論

1.1 従来の研究の概要

ホーンリフレクタアンテナは、電磁ホーンと1枚の鏡面から成るアンテナである。鏡面にはホーンの軸に直交する回転軸をもつ回転反射面鏡が普通使用される。通常のパラボラアンテナと異なるところは、ホーンの開口径が波長に比べて十分大きく、鏡面がホーンの開口のすぐ近くに置かれること、および鏡面が反射した電波がホーンにもどってこられることである。したがって高利得のマイクロ波アンテナとして周波数特性が他アンテナに比較して格段に良く、また放射パターンも優れている。このような利点によって、構造的には大きくなり全体の重量が増し、高価であるにもかかわらず、現在広く使用されている。

従来から研究されているホーンリフレクタアンテナは、構造的にいえば電磁ホーンとして角錐ホーンを用いた角錐ホーンリフレクタアンテナおよび円錐ホーンを用いた円錐ホーンリフレクタアンテナである。その用途としては、地上マイクロ波中継回線用アンテナ、衛星通信地球用アンテナおよび衛星搭載用アンテナなどである。

1.1.1 角錐ホーンリフレクタアンテナ

角錐ホーンリフレクタアンテナは、米国の Bell Telephone Laboratories の A. C. Beck と H. T. Friis によって1941年に発明⁽¹⁾された。多周波数帯共用および偏波共用ができることから、損失の少ないオーロウズの円形導波管と共に地上マイクロ波中継回線用として使用され

こととなり、Bell System の 4, 6, 11 GHz 帯共用アンテナとして、ホーンの開口角 30° 、開口面積 6m^2 のものが開発された。^{(2), (3)}

またドイツでも同じ目的のために、ホーンの開口角 40° 、開口面積 7.5m^2 のものが開発され、⁽⁴⁾ 2, 4, 6, 8 および 11 GHz 帯で共用できると報告されている。⁽⁵⁾ その他イギリス、⁽⁶⁾ フランスでも地上マイク波中継回線に使用されている。⁽⁷⁾

日本では日本電信電話公社電気通信研究所において研究が始められ、^{(8), (9)} 現在東京、大阪間を始めとする主要回線で広く使用されている。

ホーンリフレクタアンテナはパラボラアンテナなどに比べれば、全角サイドローブレベルが低く、また給電導波管が短かくて済むことから、衛星通信地球局用として用いられ、また低雑音温度の低いアンテナとなる。このため米国では Project Echo のために、ホーンの開口角 28° 、開口 $6\text{m} \times 6\text{m}$ の円錐ホーンリフレクタアンテナが Bell Telephone Laboratories で建設され、⁽¹⁰⁾ 周波数 2390 MHz で天頂を向けたときの雑音温度 2°K の性能が報告されている。

1. 1. 2 円錐ホーンリフレクタアンテナ

衛星通信地球局用として、開口角 31.5° 、開口直径 21m の巨大な円錐ホーンリフレクタアンテナが Bell Telephone Laboratories で建設され、⁽¹¹⁾ 米国 Maine 州 Andover およびフランスの Pleumeur-Bodc に設置されている。⁽¹²⁾ さらに機械的構造の利便を求めて、ホーンを途中で何度か折り上げて、受信機を地上に固定できるような形にしたものも研究されている。⁽¹³⁾

また円錐ホーンリフレクタアンテナを、衛星通信地球局用カセグレンアンテナの一次反射器として使用するものが行われており、⁽¹⁴⁾ ドイツや日本でも採用されている。⁽¹⁵⁾ このようにすれば、受信機を仰角回転を避ける

ことが出来る。

円錐ホーンリフレクタアンテナは円錐ホーンの軸と電波の放射方向が直交しており、また円錐ホーンの軸を中心とする回転に適した形であることから、衛星搭載用機械的ディスペンアンテナとして使用される。しかし通常の回転反射面鏡の場合、右旋円偏波と左旋円偏波で、水平面内のビームの方向が少し異なるので、インテリサット^{(15), (16)} 衛星の場合鏡面は正⁽¹⁷⁾ 極が使用されている。またレンズと平板が組合わされたものもある。

1. 2 本論文の概要

ホーンリフレクタアンテナに関する従来の研究の報告において、放射特性の理論的な計算方法が示されているのは、Bell Telephone Laboratories⁽¹⁰⁾ による角錐ホーンリフレクタアンテナおよび円錐ホーンリフレクタアンテナ⁽¹¹⁾に関するもの、および日本電信電話公社電気通信研究所による角錐ホーンリフレクタアンテナ⁽⁸⁾に関するものである。これらは全て幾何光学的な方法によ、開口面上の電界分布を求め、それを励源とする回折電界を計算するという方法⁽⁸⁾によ、ている。しかし開口面上の電界分布を求める方法が一定していない、厳密とはいえない。

本論文では 2. 章においてこれらの曖昧な点を明らかにし、幾何光学的に一貫性のあつ理論的計算の手順を示す。

3. 章において円錐ホーンリフレクタアンテナを取りあげ、従来の研究とされているのは円錐ホーンの軸と回転鏡面の回転軸との成す角が 90° の場合のみである、こので、これが任意の角度の場合を一般円錐ホーンリフレクタアンテナ^{(19), (20)}と呼び、その性質を論じる。放射特性の計算では、従来の計算とれていた TE_{10} モード、 TM_{01} モードで励振した場合のみでなく、任意の高次モードで励振した場合⁽²¹⁾について論じる。

衛星通信地球局用のカセカレンアンテナの一次反射器として円錐ホーンリフレクタアンテナが使用されていることはすでに述べたが、最近では受信器を地上に固定するに、3枚、4枚といった多数の鏡面から成る系が考^{(22), (23), (24)}えられている。しかしこれらの放射特性についての理論的検討はわづかであるので、本論文ではアンテナを構成する鏡面が、回転円曲面鏡である場合、幾何光学的に考えれば、単一の一般円錐ホーンリフレクタアンテナ⁽²⁵⁾と等価であることを明らかにし、鏡面の仰角回転などにより生じる非対称性も含めて、放射特性が論じられることを示す。

(26), (27)

4. 章では成形ビームホーンリフレクタアンテナについて論じる。
円錐ホーンリフレクタアンテナの構造は衛星搭載用機械的デスレインアン
テナとして通していいが、地域通信に用いる場合には、ビームの
形状・照射を希望する地域の形に一致していいことが望ましい。成形ビ
ームをもつアンテナは、従来より既にレーザ印として種々研究されてい
るが、これらは一つの面内でのビームの形を整えるものである。また、
与えられた形のビームを得るのに必要な、アンテナの開口面上の振中、
位相分布を求めた方法については、それぞれ多数の文献がある。しかし
実際には、これらの開口面上の分布を実現することが難問である。本論
文では、容易に鏡面の形が求められる新しい方法として、希望するビー
ム断面の形に応じた波面を求め、その波面から鏡面を決定する方法を示
す。また具体例として、日本列島を覆う三角形の断面のビームをもつア
ンテナについて数値計算を行ない、その結果を示す。

(33)

5. 章では電磁ホーンとしてダイアゴナルホーンを用いたダイアゴナル
ホーンリフレクタアンテナについて論じる。(34), (35), (44)
このアンテナは円錐ホーン
リフレクタアンテナに対してホーンを軸を中心に 45° 回転した形
のアンテナで、従来の円錐ホーンリフレクタアンテナや円錐ホーンリフ
レクタアンテナに見られない、いくつかの特徴をもっている。すなわち、
このアンテナを垂直偏波で励振しても水平偏波で励振してもビームが
等しく、また垂直面内でも水平面内でもビームが等しい。また主ビー
ムの近くのサイドローブが低いので、地上マイクロ波中継回線で、回線
が複雑した地域に用いることが出来る。

放射特性を計算するために、従来にはダイアゴナル導波管を考え、
その中の各モードの電界分布を明らかにし、これらの任意のモードで
励振した場合について論じている。

理論的に得られた結果を確認するために模型を製作し、測定した結果⁽³⁶⁾を述べ、これらの模型による測定結果から広角度方向の放射パターン⁽³⁷⁾の特質を明らかにす。開口と鏡面をつつむしゃへり部分の影響によつて水平面内の広角度方向にサイドローブが現われるので、このしゃへり部分に電磁吸収体を取りつけてサイドローブレベルを低減する方法を明らかにし、さらにこのしゃへり部分のない無しゃへり形ダイアグナリホーン⁽³⁷⁾リフレクタアンテナについて論じる。

6章ではこれまでに述べたホーンリフレクタアンテナの概念をたけ、円錐ホーンと、ホーンの軸に垂直な直線を軸とし、ホーンの頂点を焦点とし、放射線をも、ホーンの軸を中心として回転して得られる回転円錐面^{(38),(39),(40)}から成る無指向性ホーンリフレクタアンテナについて論じる。こうした無指向性アンテナについては、ビーコンアンテナとして報告された例があつたが、放射特性の理論的検討は十分に行われていないので、本論ではまずこのアンテナを用いた導波管の任意のモードで励振したときの放射特性を明らかにし、その内 TE_{0m} モード、 TM_{0m} モード といふ円偏波モード、および円偏波で励振したときに無指向性パターンが得られることを示す。

実用的に有用と思われる TE_{10} モードの円偏波、 TM_{01} モードおよび TE_{10} モードで励振した場合について実験を行ない、理論値と比較して
112.

2. ホーンリフレクタアンテナの放射特性の解析方法

ホーンリフレクタアンテナの放射特性は、まず導波管断面における電界分布より、幾何光学的考え方で開口面上の電界分布を求め、それを波源とする回折電界を計算するという方法で求められている。角錐ホーンリフレクタアンテナの理論については、Bell Telephone Laboratories の A. B. Crawford, D. C. Hogg および L. E. Hunt によるもの⁽¹⁰⁾、および日本電信電話公社電気通信研究所の大橋、加藤、沼野によるものが発表されている。また角錐ホーンリフレクタアンテナの理論には、Bell Telephone Laboratories の J. N. Himes, Tingye Li および R. H. Turrill によるもの⁽¹¹⁾がある。しかしこれらの文献に述べられている開口面上の電界分布を導く方法には少し曖昧な点があるので、それらの点を明らかにし、本論文で用いた解析方法を述べる。

2.1 従来の解析方法

2.1.1 A. B. Crawford, D. C. Hogg および L. E. Hunt の方法

Crawford 等による方法は、図 2.1

に示すようなパラメータ α, φ を用い、 $\alpha = \text{一定}$ は z 軸を含む平面、 $\varphi = \text{一定}$ は z 軸を軸として半頂角が $\frac{\pi}{2} - \varphi$ の円錐を表わす。これらの α, φ で表わされる平面と円錐の交線により、そこから出る光線が示され、その光線と鏡面との交点を M、導波管

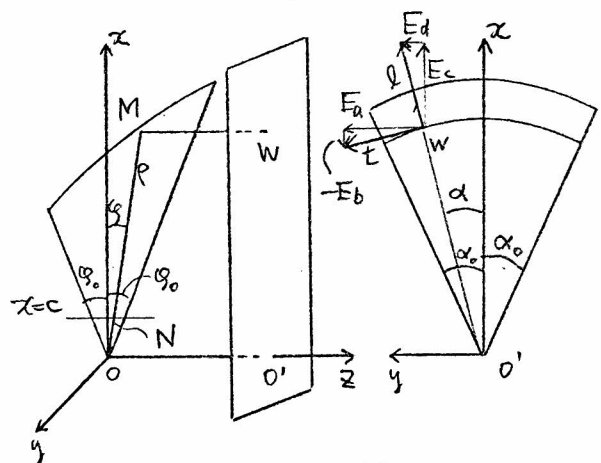


図 2.1 Crawford 等の方法

とホーンの接合面との交点を N、鏡面で反射された光線と開口面との交点を W とする。これらの各点の座標はパラメータ α, φ の関数である。開口面上で $\alpha = \text{一定}$ の場合の W の軌跡は O' を通る直線であり、 $\varphi = \text{一定}$ の

場合は ϕ を中心とする円弧であつ、またホーンは $\alpha = \pm \alpha_0$ なる二平面と $\psi = \pm \psi_0$ の二円錐で囲まれた部分であつ。

給電導波管とホーンの接合面において、偏波方向が z 軸に平行な直線偏波は、開口面上では $\alpha = -$ 一定で示される直線方向 λ を向く E のとし、接合面で偏波方向が y 軸に平行な直線偏波は $\psi = -$ 一定なる円弧の接線方向 λ に向かうものとする。そこで図 2.1 の電界成分 E_a, E_b, E_c, E_d は次式で表わされると仮定して置く。

$$E_a = E_0 \frac{p_0}{p} \cos \frac{\pi \psi}{2 \psi_0} \cdot \cos \alpha$$

$$E_b = E_0 \frac{p_0}{p} \cos \frac{\pi \psi}{2 \psi_0} \cdot \sin \alpha$$

$$E_c = E_0 \frac{p_0}{p} \cos \frac{\pi \alpha}{2 \alpha_0} \cdot \cos \psi$$

$$E_d = E_0 \frac{p_0}{p} \cos \frac{\pi \alpha}{2 \alpha_0} \cdot \sin \psi$$

(2.1)

ここで $p = \frac{zf}{1 - \sin \psi}$, $p_0 = 2f$, f は放物面の焦点距離であつ。

このように p は α, ψ を用いければ、開口面上では $\alpha = -$ 一定で表わされる直線と、 $\psi = -$ 一定で表わされる円弧は互に直交して置く。しかし導波管とホーンの接合面では、 $\alpha = -$ 一定、 $\psi = -$ 一定の場合の N の軌跡は、

図 2.2 に示すように、 z 軸に平行な直線および z 軸を軸とする放物線である。

したがって実際の正方形の導波管断面との対応がうまくいかず、また高次モードで励振した場合のように導波管断面の各所で偏波方向が一定でない場合、電界を α 成分、 ψ 成分に分解することがむづかしくなるという欠点をもつ。

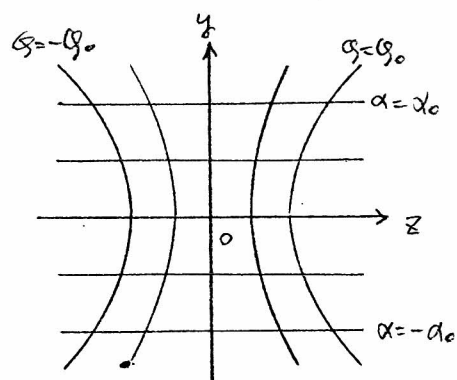


図 2.2 接合面上の点 N の軌跡

2.1.2 大橋, 加藤および沼野の方法

大橋等による方法は, ホーンを正確に角錐ホーンとして取り扱うものである. この方法の場合パラメータは図2.3に示す α , φ であり, $\alpha = -$ 一定は Crawford 等の方法と同じく, yz 軸を含む平面であるが,

$\varphi = -$ 一定は y 軸を含む, xz 面と φ との角度を有する平面である. このようにパラメータを選べば, ホーンと導波管の

接合面上の $\alpha = -$ 一定, $\varphi = -$

一定の点 N の軌跡は, 図2.4に示すように, それぞれ yz 軸, y 軸に平行な直線で互に直交している. しかし, 開口面上の点 W の軌跡は, $\alpha = -$ 一定の場合点 O' を通る直線であり, $\varphi = -$ 一定の場合, x 軸上の点 $x = 2f \tan \varphi$ を中心とした半径 $2f \sec \varphi$ の円弧であり, 両者は中心を除けば直交しない. したがってホーンと導波管の接合面で電界を α 成分, φ 成分に分けて開口面と合成すれば, その電界の偏波の方向によって合成した電界の大きさが異なることになる.

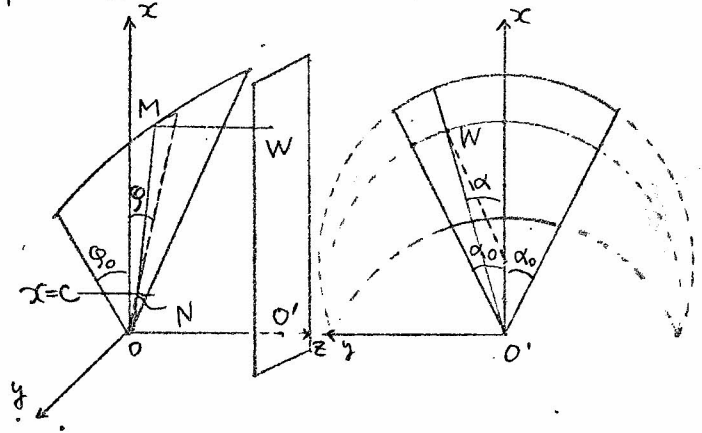


図2.3 大橋等による方法

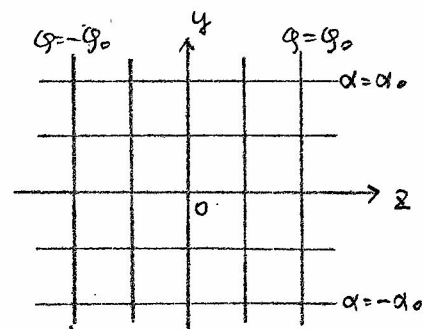


図2.4 接合面上の点 N の軌跡

2.1.3 J.N. Himes, Tingye Li および R.H. Turrim の方法

円錐ホーンリフレクタアンテナについては, Himes 等による方法がある. この場合は図 2.5 に示すように x 軸を極軸とする極座標系の合成 θ, φ をパラメータにとり, この場合ホーンと導波管の接合面では $\theta = \text{一定}$, $\varphi = \text{一定}$ と

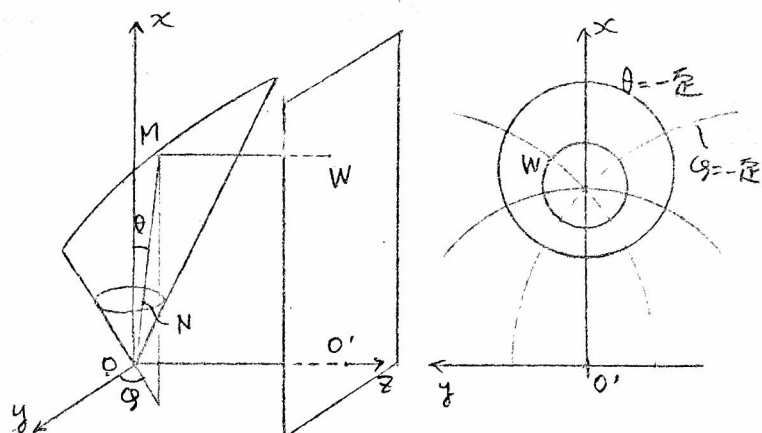


図 2.5 Himes 等の方法

1 つは N の軌跡は互に直交する円と直線になり, 開口面上での W の軌跡も互に直交する 2 組の円群となり, これらは双極座標系を構成する. したがってこの場合, 導波管との接合面における電界成分を θ 成分, φ 成分に分解し, 開口面上でそれらに対応する成分を合成しても矛盾は生じない.

2.1.4 従来の方法の検討

これまで述べたように, 円錐ホーンリフレクタアンテナの場合に偏波の合成について問題があり, 円錐ホーンリフレクタアンテナの場合に合成が可能になることの原因を以下に明らかにする.

図 2.6 に示すように, 鏡面および入射波面 S_1 と反射波面 S_2 を考え, それらの面上で, 1 本の光線で結ばれる点を M, N, W とす. 光線を示すパラメータを u, v とすれば, M, N, W の軌跡として各面上に u, v をパラメータとする曲線座標系が与えられる.

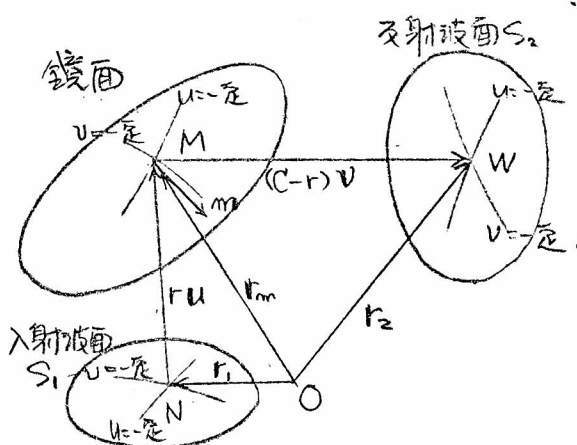


図 2.6 鏡面, 入射波面および反射波面

入射波面 S_1 上の電界 E_1 と反射波面 S_2 上の電界 E_2 の対応を考えると、
振中についてはエネルギー保存の法則によつて次の関係が成り立つことは明らかである。

$$|E_1|^2 dS_1 = |E_2|^2 dS_2 \quad (2.2)$$

こゝで dS_1, dS_2 は S_1, S_2 の面積であり、パラメータ u, v を用いることにし、上式から容易に電界の振中を求めることができ、しかし偏波の方向については、 S_1 上で u, v 曲線に接した方向の成分が、 S_2 上でも u, v 曲線に接した方向の成分に等しいとはいへない。

鏡面上の点 M で反射される光線について考えることにし、 S_1', S_2' を M を含む位置にとつた入射波面および反射波面とする。点 M における鏡面の単位法線ベクトルを m 、 S_1' 上にある入射電界ベクトルを E_1' 、 S_2' 上にある反射電界ベクトルを E_2' とすれば、 E_1', E_2' の満足すべき境界条件は (2.3) である。

$$E_2' = 2(E_1' \cdot m)m - E_1' \quad (2.3)$$

次に入射波面、反射波面上の u 曲線に接するベクトル間の関係を考えることにし、図 2.6 に示すように適当な位置にとつた原点 O から N に至るベクトルを r_1 、 M に至るベクトルを r_m 、 W に至るベクトルを r_2 とする。 N から M に向かう単位ベクトルを u 、距離を r とすれば次の関係がある。

$$r_m = r_1 + r u \quad (2.4)$$

N から M を経て W に至る距離を C とし、 M から W に向かう単位ベクトルを v とすれば次の関係が成り立つ。

$$r_2 = r_m + (C-r)v \quad (2.5)$$

任意の位置の入射波面 S_1'' の方程式は、 d を定数として

$$r_1'' = r_1 + d \cdot u \quad (2.6)$$

で表わされ、したがつて S_1'' 上で u 曲線に接するベクトルは

$$\frac{\partial \mathbf{r}'}{\partial u} = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} + d \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial u} \quad (2.7)$$

である。上式で $d=r$ とおけば、点 M を含む入射波面 S' の u 曲線に接するベクトル \mathbf{t}_1 が求まる。

$$\mathbf{t}_1 = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} + r \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial u} \quad (2.8)$$

任意の位置の反射波面 S_2 上の u 曲線に接するベクトルは、(2.5) および (2.4) を用いて次のようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{r}_2}{\partial u} = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} + r \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial u} + \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} (u-v) + (C-r) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial u} \quad (2.9)$$

上式で $C=r$ とおけば、点 M を含む反射波面 S_2' の u 曲線に接するベクトル \mathbf{t}_2 が求まる。

$$\mathbf{t}_2 = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} + r \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial u} + \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} (u-v) \quad (2.10)$$

u, v は光線に沿った単位ベクトルであるから、Snell の法則によ、次の関係がある。

$$v = u - 2(u \cdot m)m \quad (2.11)$$

そこで (2.8) の右辺の \mathbf{r}_1 に (2.4) から得られる $\mathbf{r}_m - r\mathbf{u}$ を代入し、 m が鏡面の法線であることを考慮すれば次式が得られる。

$$(\mathbf{t}_1 \cdot m) = -\frac{\partial r}{\partial u} (u \cdot m) \quad (2.12)$$

したがって (2.11) は次のようになる。

$$\frac{\partial r}{\partial u} (u-v) = -2(\mathbf{t}_1 \cdot m)m \quad (2.13)$$

(2.8), (2.10) および (2.13) より次の結果が得られる。

$$\mathbf{t}_2 = \mathbf{t}_1 - 2(\mathbf{t}_1 \cdot m)m \quad (2.14)$$

この結果を (2.3) と比較すれば、入射波面 S' 上の \mathbf{t}_1 と同じ向きをもつ電界ベクトルは、反射後、反射波面 S_2' 上の \mathbf{t}_2 と方向が同じで、向

もが逆のベクトルになることがわかる。以上の説明は u 曲線に接するベクトルについて行なったが、 v 曲線に接するベクトルについても全く同じことがいえる。

以上述べたように、鏡面での反射の直前、直後の電界ベクトルは、入射波面、反射波面上の u, v 曲線に接するベクトルとして対応づけられるので、次に空宙を伝播して波面が S_1 から S_1' , または S_2' から S_2 に移る由に、 u, v 曲線に接するベクトルがどのように変化するかを明らかにする。幾何光学によれば、自由空宙を伝播して途中で偏波方向は変⁽⁴⁵⁾らないから、 u, v 曲線の接線方向が S_1 と S_1' とで変化しない条件を見つけなければならない。

S_1 上の曲線を標系 u, v を、 u, v 曲線が曲面の曲率線であるように選ぶ。 u, v の値は S_1 上における距離を表わすようにしておくとし、Rodrigues の⁽⁴⁶⁾公式によつて次式が成立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial u} &= -\frac{1}{R_u} \cdot \frac{\partial r_1}{\partial u} \\ \frac{\partial u}{\partial v} &= -\frac{1}{R_v} \cdot \frac{\partial r_1}{\partial v} \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

ここで R_u, R_v は u 曲線、 v 曲線の曲率半径である。したがって、波面 S_1'' について

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial r_1''}{\partial u} &= \frac{\partial r_1}{\partial u} + d \frac{\partial u}{\partial u} = \left(1 - \frac{d}{R_u}\right) \frac{\partial r_1}{\partial u} \\ \frac{\partial r_1''}{\partial v} &= \frac{\partial r_1}{\partial v} + d \frac{\partial v}{\partial v} = \left(1 - \frac{d}{R_v}\right) \frac{\partial r_1}{\partial v} \end{aligned} \right\} \quad (2.16)$$

となり、 u 曲線、 v 曲線に接するベクトルの方向は、波面が変わっても変化しない。また、曲率線以外の任意曲線を考えその経数を s とすれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial r_1}{\partial s} &= \frac{\partial r_1}{\partial u} \cdot \frac{du}{ds} + \frac{\partial r_1}{\partial v} \cdot \frac{dv}{ds} \\ \frac{\partial u}{\partial s} &= -\frac{1}{R_u} \frac{\partial r_1}{\partial u} \cdot \frac{du}{ds} - \frac{1}{R_v} \frac{\partial r_1}{\partial v} \cdot \frac{dv}{ds} \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

であるから、これより次式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial s^2} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial s} = d \frac{\partial u}{\partial s} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial s} = d \left(\frac{1}{R_u} - \frac{1}{R_v} \right) \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial v} \right) \frac{du}{ds} \frac{dv}{ds} \quad (2.18)$$

したがって、 S 曲線に接するベクトルが方向をかえない場合は (2.18) が 0 となる場合で、これは S 曲線の曲率曲線に一致する場合か、 $R_u = R_v$ となる場合である。 R_u と R_v が一致するのは曲面が球面または平面の場合であり、このとき曲面上の任意の曲線は曲率曲線にある。したがって u, v 曲線として S_1 と直交する曲率線を選べば、電界ベクトルはこれらの曲線に接するベクトルに分解し、他の曲面 S_1'' と合成するときに、2 求めるところが得る。この場合 S_1'' 上の u, v 曲線はやはり S_1'' の直交する曲率線である。なぜなら S_1 上の 1 種の基礎量 F および (4b) 2 種の基礎量 M はともに 0 であるから、

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u} \cdot \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial v} = 0 \\ M &= u \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial u \partial v} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

S_1'' 上の 1 種の基礎量 F'' も (2.16) を考慮すれば、

$$F'' = \frac{\partial \mathcal{H}''}{\partial u} \cdot \frac{\partial \mathcal{H}''}{\partial v} = 0 \quad (2.20)$$

また 2 種の基礎量 M'' は法線ベクトル u が S_1 の場合と変らないから、

$$\begin{aligned} M'' &= u \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{H}''}{\partial u \partial v} = u \cdot \left(1 - \frac{d}{R_u} \right) \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial u \partial v} + \frac{\partial}{\partial v} \left(1 - \frac{d}{R_u} \right) u \cdot \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.21)$$

となり、 u, v 曲線は S_1'' の直交する曲率線である。(証明終)

反射曲面 S_2' と S_2 の間にも同様のことがいえるが、 S_1' 上の u, v 曲線が S_1' の曲率線にあっても、対応する S_2' 上の u, v 曲線は必ずしも S_2' の曲率線とならないことに注意が必要である。

通常のホーンリフレクタアンテナの場合は、鏡面が回転面であり、入射波面はその焦点を中心とする球面、反射波面はその軸に垂直な平面である。球面および平面上ではいろいろな曲線も曲率線であるから、一方の波面と直交する任意の曲線を標系に対応する他の曲率標系はやはり直交系である。したがって電界ベクトルはこれらの座標曲線の接線方向の成分に分解して、入射波面から反射波面へ移すことができる。

以上の結果から従来の解析方法を改善すると、開口面上の電界成分を導波管断面の電界成分からただちに求めようとするところに難点があることがわかる。Oを中心とする適当な半径の球面を考えると、Crawford等の方法の場合、この球面上では、 α 、 β 曲線は互に直交しているが、これをホーンと導波管の接合面に移す場合に直交性が失われる。また木橋等の方法では、ホーンと導波管の接合面では、 α 、 β 曲線は直交しているが、球面上では直交性が失われることになる。Himes等による円錐ホーンリフレクタアンテナの場合には、ホーンと導波管の接合面とでは、また球面上でも α 、 β 曲線が直交しているために矛盾が生じないわけである。もっとも導波管内を伝播する波面は平面であり、ホーン中の波面を球面と考えたとき、この接合面で両波面がどのように変換されるかは、幾何光学では解決できない問題である。

2.2 本論文の解析方法

本論文においては各種のホーンリフレクタアンテナを取り扱うが、解析方法に一貫性をもたせるため、次のように考える。

ホーン中の電界ベクトル E_i を、図2.7の極座標系 r, θ, ϕ を用いて次式で表わす。

$$E_i = \frac{1}{r} (E_\theta E_\theta + E_\phi E_\phi) \quad (2.22)$$

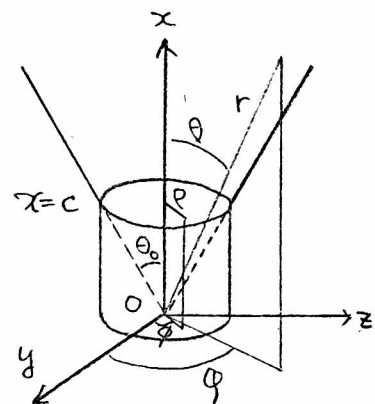


図2.7 ホーンと導波管中の座標系

波面は球面波として位相の項は省略してある。なお E_θ, E_ϕ は θ, ϕ 曲線に接する単位ベクトルである。

また導波管断面の電界ベクトル E_o は円筒座標系 ρ, ϕ, x あるいは ρ, ϕ 曲線に接する単位ベクトル E_ρ, E_ϕ を用いて次式で表わす。

$$E_o = E_\rho E_\rho + E_\phi E_\phi \quad (2.23)$$

ホーンと導波管の接合面 $x=c$ 上の点では $r=c \cdot \sec \theta$ となる。これを(2.22)に代入し、(2.22)と(2.23)の成分対応を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= \frac{1}{c \cdot \sec \theta} \cdot E_\theta \\ E_\phi &= \frac{1}{c \cdot \sec \theta} \cdot E_\phi \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

E_ρ と E_ϕ の向きは同じであるが、 E_ρ と E_θ は厳密には一致しない。またいづれにしても位相は完全には一致しない。(2.24)の対応を仮定すれば、ホーン中の電界 E_i は、導波管断面の電界成分 E_ρ, E_ϕ を用いて

$$E_i = \frac{c \cdot \sec \theta}{r} (E_\rho E_\theta + E_\phi E_\phi) \quad (2.25)$$

で表わされる。

従来の方法では(2.25)の $\sec \theta$ の項が落ちていた。(2.25)に1

ても、従来の方法にしても、ホーン中を伝播する全電力と導波管中を伝播する全電力は一致しない。その差がどのように異なるかを次に論じる。
 式(2.2)の關係によつて、アンテナ開口から放射される全電力は、ホーン中を伝播する全電力に等しい。

円形導波管の基本モードである TE_{11} モードについて考えると、(2.23)の E_r, E_ϕ は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \left\{ J_0(k'_{11} \frac{\rho}{\rho_0}) + J_2(k'_{11} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \sin \phi \\ E_\phi &= \left\{ J_0(k'_{11} \frac{\rho}{\rho_0}) - J_2(k'_{11} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \cos \phi \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

上式で J は第一種の Bessel 函数、 ρ_0 は導波管の半径、 k'_{11} は $J_1(x)=0$ の根で 1.841184 である。導波管断面の半径が波長に比べて大きく、インピーダンスが自由空間の値 $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ に等しいと仮定すると、導波管内を伝播する全電力 W_0 は次のようになる。

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_0} (E_r^2 + E_\phi^2) dS_0 \\ &= C \int_0^1 \left\{ J_0^2(k'_{11} t) + J_2^2(k'_{11} t) \right\} t dt \quad (2.27) \end{aligned}$$

同様にして円錐ホーン中を伝播する全電力 W は、インピーダンスが $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ と仮定して頂角を中心とする球面として、(2.25)より求められるポインティングベクトルを積分すれば次のようになる。

$$W = C \int_0^1 \left\{ J_0^2(k'_{11} t) + J_2^2(k'_{11} t) \right\} \frac{t}{s} dt \quad (2.28)$$

上式で $s = \sqrt{1 + h^2 t^2}$, $h = \tan \theta_0$ で θ_0 はホーンの頂角の半分である。
 従来の方法を求めた円錐ホーン中の電界によつて伝播する全電力 W_1 は

$$W_1 = C \int_0^1 \left\{ J_0^2(k'_{11} t) + J_2^2(k'_{11} t) \right\} \frac{t}{s^3} dt \quad (2.29)$$

である。

上に述べた各電力の差は θ_0 が大きくなるにつれて大きくなる。実用上
 の範囲では h は余り大きくない。 (2.28), (2.29) の $\frac{1}{5}, \frac{1}{53}$ を
 h^2 について展開して計算すれば、次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{W}{W_0} &= \left(1 - \frac{1}{6} \frac{K_1'^2 + 1}{K_1'^2 - 1} h^2\right) = 1 - 0.306 h^2 \\ \frac{W_1}{W_0} &= \left(1 - \frac{1}{2} \frac{K_1'^2 + 1}{K_1'^2 - 1} h^2\right) = 1 - 0.918 h^2 \end{aligned} \right\} (2.30)$$

$\theta_0 = 20^\circ$ とおくと、 $h^2 = 0.132$ であるから、dB値をいえば、 $\frac{W}{W_0}$ は
 -0.18 dB, $\frac{W_1}{W_0}$ は -0.56 dB である。

3. 一般円錐ホーンリフレクタアンテナ

円錐ホーンリフレクタアンテナで、円錐ホーンの軸と回転反射物面鏡の軸の成す角 ϵ が任意の角度である場合、これを一般円錐ホーンリフレクタアンテナと呼ぶ。 ϵ が 90° の場合については、1. 章で述べたように多くの研究がなされ、実用化もされている。しかし、人工衛星搭載用アンテナで、地球上の赤道から離れた一部分のみを照射する目的などに用いる場合、 ϵ が 90° 以外のアンテナが有効になる。

円錐ホーンリフレクタアンテナの放射特性の内、これまでに明らかにされているのは、 TE_{01} モードおよび TM_{01} モードで励振した場合⁽⁴⁾ だけである。ホーンリフレクタアンテナは多周波数帯で共用されたり、低損失のオーバサイズの内形導波管と共に用いられたりすることが多いので、給電導波管中に高次モードが伝播し得る場合がある。

こうした観点から、本章においては ϵ が任意の角度である一般円錐ホーンリフレクタアンテナを、内形導波管の任意のモードで励振した場合の放射特性を論じる。

一般円錐ホーンリフレクタアンテナの結果が応用できる例として、多くの回転二次曲面鏡から成る系が、幾何光学的には単一一般円錐ホーンリフレクタアンテナと等価であることを示し、そのパラメータを導く。

3.1 幾何学的な関係

3.1.1 開口面上の双極座標系

一般円錐ホーンリフレクタアンテナは、

図3.1 に示すように円錐ホーン、回転放物面鏡およびしゃへい部から構成される。

図3.2 に示すような直交座標系 x, y, z および x', y', z' , x' 軸を極軸とする極座標系 r, θ, ϕ を考える。 x 軸は円錐ホーンの軸であり、 z 軸は回転放物面鏡の軸である。 二つの軸の成す角を ϵ とする。 y 軸と y' 軸は一致するように選ぶ。

つまり θ, ϕ を定めた方向に向う光線が鏡面に当たるとする。 反射光線が開口面と交わる点を W とする。 つまり M に至る距離 r_m は、鏡面が回転放物面鏡であるから f を焦点距離として次式で表わされる。

$$r_m = \frac{zf}{1 - (\cos \epsilon \cos \theta + \sin \epsilon \sin \theta \sin \phi)} \quad (3.1)$$

開口面上における W の軌跡は、 ϵ の任意の値に対して、 $\theta = -$ 一定の場合のみあり、

中心の (x, y) 座標は、 $(\frac{zf \sin \epsilon}{\cos \theta - \cos \epsilon}, 0)$ 半径は $\frac{zf \sin \theta}{\cos \theta - \cos \epsilon}$ である。 また $\phi = -$ 一定の場合も同様、中心が $(zf \cot \epsilon, \frac{zf \tan \phi}{\sin \epsilon})$ 半径が $\frac{zf \sec \phi}{\sin \epsilon}$ である。

したがって図3.1のしゃへい部は円筒である。 また鏡面、円錐ホーン、しゃへい部の交

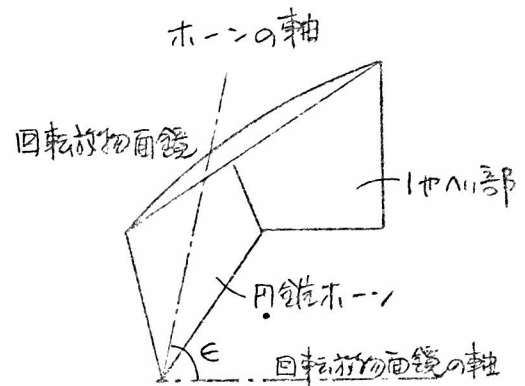


図3.1 一般円錐ホーンリフレクタアンテナ

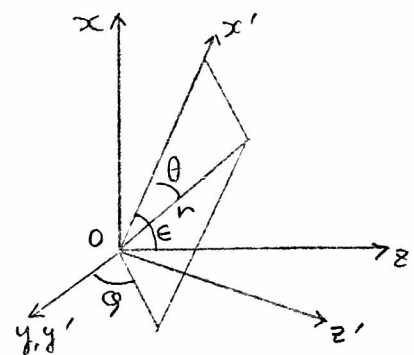


図3.2 座標系

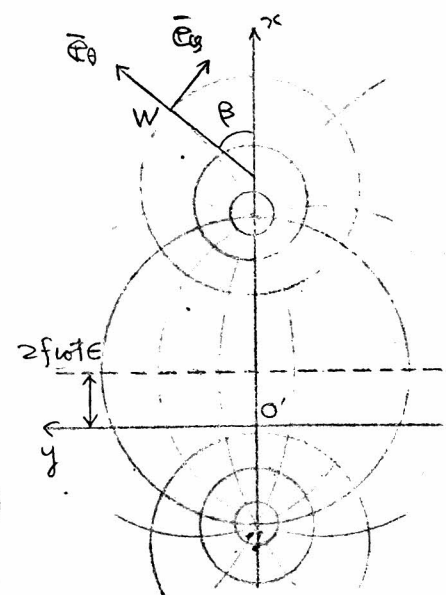


図3.3 双極座標系

線はいずれも y 軸と平行な平面上にあることも容易に導ける。

2. 章で述べたことからも明らかのように、南口面上の $\theta = -\epsilon$ 、 $\varphi = -\epsilon$ を表わされる円群は互に直交し、南口面上で図 3.3 に示すような双極座標系を構成する。南口面上の点 W において、 $\varphi = -\epsilon$ の円の接線が x 軸と成す角を β と定義すれば、この β を用いて W の (x, y) 座標が (3.2) で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{zf \sin \epsilon}{\cos \theta - \cos \epsilon} + \frac{zf \sin \theta}{\cos \theta - \cos \epsilon} \cdot \cos \beta \\ y &= \frac{zf \sin \theta}{\cos \theta - \cos \epsilon} \cdot \sin \beta \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

すなわち、 $\varphi = -\epsilon$ 、 $\theta = -\epsilon$ の円に接する単位ベクトル \bar{e}_θ 、 \bar{e}_φ は次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} \bar{e}_\theta &= \cos \beta \bar{i} + \sin \beta \bar{j} \\ \bar{e}_\varphi &= \sin \beta \bar{i} - \cos \beta \bar{j} \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

こゝで \bar{i} 、 \bar{j} は x 軸、 y 軸に沿う単位ベクトルである。

なお、 φ は β と θ に、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi &= \frac{(\cos \theta - \cos \epsilon) \sin \beta}{1 - \cos \epsilon \cos \theta + \sin \epsilon \sin \theta \cos \beta} \\ \sin \varphi &= \frac{\sin \epsilon \sin \theta + (1 - \cos \epsilon \cos \theta) \cos \beta}{1 - \cos \epsilon \cos \theta + \sin \epsilon \sin \theta \cos \beta} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

逆に β は φ と θ に、2 次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta &= \frac{(1 - \cos \epsilon \cos \theta) \sin \varphi - \sin \epsilon \sin \theta}{1 - \cos \epsilon \cos \theta - \sin \epsilon \sin \theta \sin \varphi} \\ \sin \beta &= \frac{(\cos \theta - \cos \epsilon) \cos \varphi}{1 - \cos \epsilon \cos \theta - \sin \epsilon \sin \theta \sin \varphi} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

3-1.2 各部の寸法, 面積

円錐ホーン半頂角を θ_0 とすれば,

図3.4に示した各部の寸法は次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} H &= 2f \cot \left(\frac{\epsilon - \theta_0}{2} \right) \\ H_1 &= 2f \cot \left(\frac{\epsilon + \theta_0}{2} \right) \\ L_f &= f \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\epsilon - \theta_0}{2} \right) - 2f \\ L_b &= f \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\epsilon + \theta_0}{2} \right) - 2f \end{aligned} \right\} (3.6)$$

$$D = H - H_1 = \frac{4f \sin \theta_0}{\cos \theta_0 - \cos \epsilon} \quad (3.7)$$

$$\left. \begin{aligned} H_2 &= 2f \left(\frac{\cos \theta_0 + \cos \epsilon}{\sin \epsilon} \right) \\ L_2 &= 2f \left(\frac{\cos \epsilon}{\cos \theta_0 - \cos \epsilon} \right) \\ L_m &= H_1 \cot (\epsilon - \theta_0) \end{aligned} \right\} (3.8)$$

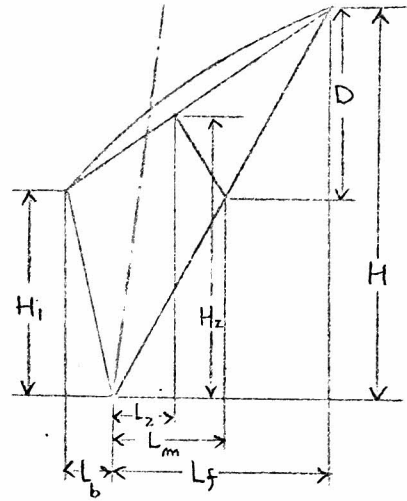


図3.4 各部の寸法

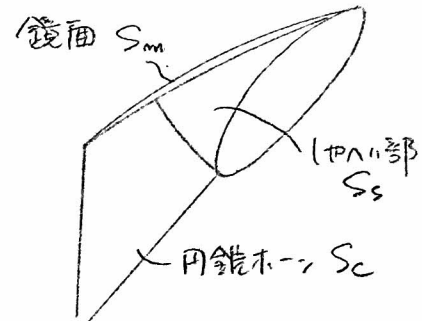


図3.5 各部の表面積

また図3.5に示すように, 1ヤハ部の形を円錐ホーンに接する平面で切った状態について, 円錐ホーンの表面積 S_c , 1ヤハ部の表面積 S_s を計算した結果が(3.9)である。

$$\begin{aligned} S_c &= \frac{D^2}{2} \left[\left(\frac{\sin \epsilon}{\sin \theta_0} \right)^2 \frac{\sin \theta_0 \cos \theta_0}{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon}}{\sin \theta_0} \right) - \frac{\cos \theta_0}{\sqrt{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon}} \right] \\ S_s &= D^2 \left[\frac{\cos \theta_0}{\sin \theta_0 + \sin \epsilon} \cdot \frac{\pi}{2} + \frac{\sin \theta_0 \cos \theta_0}{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon} \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon}}{\sin \theta_0} \right) - \frac{\cos \theta_0}{\sqrt{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \epsilon}} \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

また鏡面の面積 S_m は次の積分で表わされる。

$$S_m = \sqrt{2} (2f)^2 \int_0^{\theta_0} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta}{\{1 - (\cos \epsilon \cos \theta + \sin \epsilon \sin \theta \sin \phi)\}^{\frac{1}{2}}} d\phi d\theta \quad (3.10)$$

3.2 円形導波管の任意のモードで励振した場合の利得南数

3.2-1 開口面上の電界分布

円筒座標系 ρ, ϕ, z を図3.6のよう
にとれば、円形導波管の断面における電界
分布は、次のように表わされる。
(47)

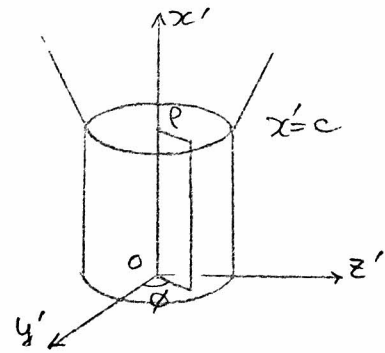


図3.6 円筒座標系

TE_{mn}モード

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho} &= 2 \left\{ J_{m-1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) + J_{m+1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \sin m\phi \\ E_{\phi} &= 2 \left\{ J_{m-1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) - J_{m+1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \cos m\phi \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

TM_{mn}モード

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho} &= 2 \left\{ J_{m-1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) - J_{m+1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \sin m\phi \\ E_{\phi} &= 2 \left\{ J_{m-1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) + J_{m+1}(k_{mn} \frac{\rho}{\rho_0}) \right\} \cos m\phi \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

上式で k_{mn} および k_{mn} は $J'_m(x)=0$ および $J_m(x)=0$ の m 番目の根を
示す。また ρ_0 は導波管の半径である。これらは ± 1 の値をとるパラメー
タ μ, δ を用いて次のような形に表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_{\rho} &= \left\{ J_{m-1}(kt) + \mu J_{m+1}(kt) \right\} (e^{im\phi} - \delta e^{-im\phi}) \\ E_{\phi} &= j \left\{ J_{m-1}(kt) - \mu J_{m+1}(kt) \right\} (e^{im\phi} + \delta e^{-im\phi}) \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

ここで $t = \frac{\rho}{\rho_0}$ で、 $\mu = 1$ は TE モード、 $\mu = -1$ は TM モードを示
す。 δ は導波管断面の偏波の向きを示し、 $\delta = 1$ は $\phi = 0$ で $E_{\rho} = 0$ と
なる偏波を意味し、 $\delta = -1$ はこれを $\frac{\pi}{2m}$ ラジアン回転した偏波を意味
する。 k は k_{mn} または k_{mn} を表わす。(3.13)は $m=0$ の場合
にも正しい。

2. 章で述べたように、円錐ホーン中の電界 E は、(3.13) を用いて次のように書ける。

$$E = \frac{c \sec \theta}{r} (E_p \bar{e}_\theta + E_\phi \bar{e}_\phi) \quad (3.14)$$

ここで $\bar{e}_\theta, \bar{e}_\phi$ は O を中心とする球面上で、 θ, ϕ 曲線に接する単位ベクトルである。また (3.13) の τ, ϕ と θ, ϕ の関係は、ホーンの半頂角を θ_0 とすれば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{\tan \theta}{\tan \theta_0} \\ \phi &= \phi \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

この電界が鏡面で反射され開口面上に至ると (3.14) の r は、(3.1) の r_m に置き換えられ、 $\bar{e}_\theta, \bar{e}_\phi$ は (3.3) の $\bar{e}_\theta, \bar{e}_\phi$ となる。したがって、開口面上の電界を E_a とすれば、

$$E_a = \frac{c \cdot \sec \theta}{r_m} (E_p \bar{e}_\theta + E_\phi \bar{e}_\phi) \quad (3.16)$$

である。(3.3) を代入して、 x, y 方向の電界成分 E_x, E_y を求めれば、次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{c \cdot \sec \theta}{r_m} (E_p \cos \beta + E_\phi \sin \beta) \\ E_y &= \frac{c \cdot \sec \theta}{r_m} (E_p \sin \beta - E_\phi \cos \beta) \end{aligned} \right\} \quad (3.17)$$

3.2.2 南口面からの放射電界

放射電界の測定点の位置を示すために、南口の中心Oを原点とする直交座標系

X, Y, Z およびZ軸を極軸とする極座標系R, Θ , Φ を考える。遠方およびフレネル領域における放射電界は Θ , Φ 成分

E_Θ , E_Φ のみをもつ。これは南口面上の電界分布から次の積分により求められる。

(48)

$$\begin{pmatrix} E_\Theta \\ E_\Phi \end{pmatrix} = \frac{j}{\lambda R} \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} R} \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix} \iint_S \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ -\left(\frac{X^2 + Y^2}{2R} \right) + \sin \Theta (X \cos \Phi + Y \sin \Phi) \right\}} dX dY \quad (3.18)$$

ここで λ は波長、 S は南口面を示す。この積分を計算するために、(3.15)のとおき(3.2)の β を積分変数にとって上式を整理する。 θ_0 を円錐ホーンの中頂角として

$$\left. \begin{aligned} h &= \tan \theta_0, & s_0 &= \sec \theta_0 \\ t &= \frac{\tan \theta}{h}, & s &= \sec \theta = \sqrt{1 + h^2 t^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

を用いて以下の量を定義する。

$$\left. \begin{aligned} D &= \frac{4fh}{1 - s_0 \cos \epsilon} \\ \alpha^2 &= \frac{D^2}{2\lambda R} \\ u &= \frac{D}{\lambda} \sin \Theta \end{aligned} \right\} \quad (3.20)$$

および

$$\left. \begin{aligned} t^* &= \frac{1 - s_0 \cos \epsilon}{1 - s \cos \epsilon} \cdot t \\ \chi^* &= \frac{\sin \epsilon}{1 - s \cos \epsilon} \cdot \left(\frac{s_0 - s}{h} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

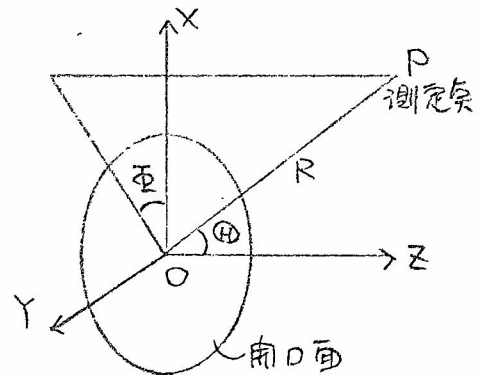


図3.7 測定点を示す座標系

$$\left. \begin{aligned} \psi_0 &= \frac{\pi}{2} \alpha^2 (x^*{}^2 + t^*{}^2) \\ \psi_1 &= \pi u x^* \\ A &= \pi u t \\ B &= \pi \alpha^2 x^* t^* \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

これらを用いて (3.18) は次のような形に書きかえられる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_\Phi \\ E_\Phi \end{pmatrix} &= \frac{j}{\lambda R} \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} R} \frac{D_{ch}}{2} \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix} \\ &\cdot e^{j[-(\psi_0 - B \cos \beta) + (A \cos \beta - \psi_1) \cos \Phi + A \sin \beta \sin \Phi]} \frac{t^*}{s} d\beta dt. \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\Rightarrow \left. \begin{aligned} E_{x0} &= E_\rho \cos \beta + E_\phi \sin \beta \\ E_{y0} &= E_\rho \sin \beta - E_\phi \cos \beta \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

である。

(3.23) の位相を表わす部分は次のようになる。

$$\begin{aligned} &-(\psi_0 - B \cos \beta) + (A \cos \beta - \psi_1) \cos \Phi + A \sin \beta \sin \Phi \\ &= -(\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi) + \eta \cos(\beta - \gamma) \end{aligned} \quad (3.25)$$

である。

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos \Phi} \\ e^{j\gamma} &= \frac{1}{\eta} (A e^{j\Phi} + B) \end{aligned} \right\} \quad (3.26)$$

である。ここで、2 Bessel 関数の公式を用いれば、 $g = e^{j\beta}$ 、 $\xi = e^{j\gamma}$ とし

$$e^{j\eta \cos(\beta - \gamma)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} j^l J_l(\eta) e^{j l (\beta - \gamma)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} (j \xi^l)^l J_l(\eta) \cdot g^l \quad (3.27)$$

とすれば、電界分布を示す E_{x0}, E_{y0} は、(3.24) の $\cos \beta, \sin \beta$ を g で表わし、 E_ρ, E_ϕ に (3.13) の値を代入すれば、次の形になる。

$$\left. \begin{aligned} E_{x0} &= (E_1 q + E_2 q^{-1}) \\ E_{y0} &= j(-E_1 q + E_2 q^{-1}) \\ E_1 &= J_{m-1}(kt) e^{jm\phi} - \mu \delta J_{m+1}(kt) e^{-jm\phi} \\ E_2 &= -\delta J_{m-1}(kt) e^{jm\phi} + \mu J_{m+1}(kt) e^{-jm\phi} \end{aligned} \right\} \quad (3.28)$$

(3.15) に示したように $\phi = \vartheta$ であり、(3.4) より

$$\left. \begin{aligned} e^{j\vartheta} &= \cos \vartheta + j \sin \vartheta = j \left(\frac{Pq+1}{P+q} \right) \\ P &= \frac{1+\cos \epsilon}{\sin \epsilon} \left(\frac{ht}{1+s} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.29)$$

とすると、(3.23) より

$$\sigma_{m,l} = \frac{1}{2\pi j} \oint \left(\frac{Pq+1}{P+q} \right)^m q^l \frac{dq}{q} \quad (3.30)$$

(積分路は複素平面上の単位円を反時計方向に回る)

を定義すれば、

$$\int_0^{2\pi} e^{jm\phi} \cdot q^l d\beta = 2\pi j^m \sigma_{m,l} \quad (3.31)$$

となる。これらの式を用いて、(3.23) の β に関する積分が無限級数で表わされる。電子計算機を用いて数値計算を行なうためには、(3.23) の形の式を二重積分を行なうよりも、級数を用いる方が精度良く短時間で計算することが出来る。結果を示すために、級数で定義される二つの関数 $g_1(\xi, H)$ 、 $g_2(\xi, H)$ を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} g_1(\xi, H) &= \left\{ \sum_{l=-\infty}^{\infty} (j\xi)^{l-1} J_{l-1}(H) \cdot \sigma_{m,l} \right\} \cdot J_{m-1}(kt) \\ g_2(\xi, H) &= \left\{ \sum_{l=-\infty}^{\infty} (j\xi)^{l+1} J_{l+1}(H) \cdot \sigma_{m,l} \right\} \cdot J_{m+1}(kt) \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

これを用いれば

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{2\pi} E_1 q e^{j\eta \cos(\beta-\delta)} d\beta &= 2\pi j^m \{ g_1(\xi, \eta) - (-1)^m \mu \delta g_2(\xi, \eta) \} \\ \int_0^{2\pi} E_2 q^{-1} e^{j\eta \cos(\beta-\delta)} d\beta &= 2\pi j^m \{ -(-1)^m \delta g_1(\xi, \eta) + \mu g_2(\xi, \eta) \} \end{aligned} \right\} \quad (3.33)$$

とすれば、 $\omega = \pm 1$ の値をとり得る $X = 0$ とし、

$$I\omega = \int_0^1 \left[\left\{ \omega g_1(\xi^{-1}, \eta) - (-1)^m \delta \omega g_2(\xi, \eta) \right\} + \mu \left\{ g_2(\xi^{-1}, \eta) - (-1)^m \delta \omega g_2(\xi, \eta) \right\} \right] e^{-j(\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi)} \frac{1}{\xi} dt \quad (3.34)$$

と定義すれば、(3.23) は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} F_{\oplus} \\ E_{\oplus} \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda R} \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} R} \pi D \text{ch} \begin{pmatrix} I_1 \cos \bar{\Phi} + j I_1 \sin \bar{\Phi} \\ -I_1 \sin \bar{\Phi} + j I_1 \cos \bar{\Phi} \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

すなわち (3.30) で表わされる $\sigma_{m,l}$ の積分は次のようにして求められる。

まず、 $\sigma_{-m,l}$ について考えたと

$$\sigma_{-m,l} = \frac{1}{2\pi j} \oint \left(\frac{pq+1}{p+q} \right)^{-m} q^l \frac{dq}{q} \quad (3.36)$$

において $q' = \frac{1}{q}$ とおくと積分路が図3.8に示す

単位円上で時計方向になり、また

$$\frac{dq}{q} = - \frac{dq'}{q'} \quad (3.37)$$

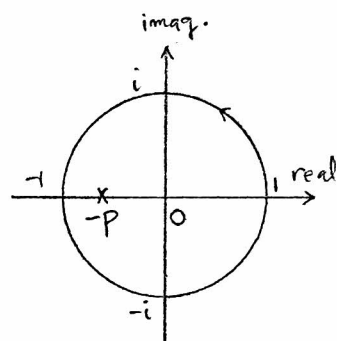


図3.8 積分路

で表わすので、これを用いれば

$$\begin{aligned} \sigma_{-m,l} &= \frac{1}{2\pi j} \oint \left(\frac{p \frac{1}{q'} + 1}{p + \frac{1}{q'}} \right)^{-m} \left(\frac{1}{q'} \right)^l \left(- \frac{dq'}{q'} \right) \\ &= \frac{1}{2\pi j} \oint \left(\frac{pq'+1}{p+q'} \right)^m q'^{-l} \frac{dq'}{q'} = \sigma_{m,-l} \end{aligned} \quad (3.38)$$

が成立つ。したがって (3.30) で $m \geq 0$ の場合について考えればよい。

$\sigma_{m,l}$ は被積分関数の積分路の中にある留数の和である。 $p < 1$ である

ことを考慮すれば、 $l \leq 0$ の場合 (3.38) より

$$\sigma_{m,l} = \sigma_{m,-l} = \frac{1}{2\pi j} \oint \left(\frac{p+q}{pq+1} \right)^m q^{-l} \frac{dq}{q} \quad (3.39)$$

であるが、 $m \geq 0$ であるから $-l \geq 1$ のときには積分路内に極はない。

$$\sigma_{m,l} = 0 \quad (l < 0) \quad (3.40)$$

すなわち $l=0$ のときには, $q=0$ が極で, その留数は

$$\sigma_{m,l} = p^m \quad (l=0) \quad (3.41)$$

である. $l>0$ のときには, $q=-p$ が極である. $\kappa=2$.

$$\left. \begin{aligned} p+q &= z \\ q &= z-p \end{aligned} \right\} \quad (3.42)$$

とち (3.29) の被積分関数に代入すれば,

$$\left(\frac{pq+1}{p+q} \right)^m q^{l-1} = \left\{ \frac{p(z-p)+1}{z} \right\}^m (z-p)^{l-1} \quad (3.43)$$

となり, この $\frac{1}{z}$ の項の係数が $\sigma_{m,l}$ である. 計算を行えば,

$$\sigma_{m,l} = \begin{cases} p^{m-l} (1-p^2)^l \sum_{i=0}^{l-1} {}_m C_{l-i} \cdot {}_{l-1} C_i \left(\frac{-p^2}{1-p^2} \right)^i & (0 < l \leq m) \\ (-p)^{l-m} (1-p^2)^l \sum_{i=0}^{m-1} {}_m C_i \cdot {}_{l-1} C_{m-1-i} \left(\frac{-p^2}{1-p^2} \right)^i & (m < l) \end{cases} \quad (3.44)$$

となり, 以上の結果をまとめると, 表 3.1 である.

表 3.1 $\sigma_{m,l}$ の値

m	l	$\sigma_{m,l}$
$m > 0$	$l < 0$	0
	$l = 0$	p^m
	$0 < l \leq m$	$p^{m-l} (1-p^2)^l \sum_{i=0}^{l-1} {}_m C_{l-i} \cdot {}_{l-1} C_i \left(\frac{-p^2}{1-p^2} \right)^i$
	$l > m$	$(-p)^{l-m} (1-p^2)^l \sum_{i=0}^{m-1} {}_m C_i \cdot {}_{l-1} C_{m-1-i} \left(\frac{-p^2}{1-p^2} \right)^i$
$m = 0$	$l < 0$	0
	$l = 0$	1
	$l > 0$	0

3.2.3 円偏波で励振した場合の放射電界

円偏波の波源として、(3.13)で表わされる電界と、(3.13)中の φ を $\varphi + \frac{\pi}{2m}$ でおきかえ $-j$ をかけた形の電界の和を考えよう。この場合(3.13)の φ を含む因子は次のようになる。

$$-j \left\{ e^{jm(\varphi + \frac{\pi}{2m})} + g e^{jm(\varphi + \frac{\pi}{2m})} \right\} = e^{jm\varphi} \pm g e^{jm\varphi} \quad (3.45)$$

これは(3.45)の g を $-g$ におきかえた形になっている。放射電界は、重ねの理によつて、それぞれを波源とする放射電界の和となる。したがつて(3.34)の I_ω より、円偏波の場合に対応する $I_{\omega c}$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} I_{\omega c} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ I_\omega(\varphi) + I_\omega(-\varphi) \} \\ &= \sqrt{2} \int_0^1 \{ \omega g_1(\xi, \eta) + \mu g_2(\xi, \eta) \} e^{-j(\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi)} \frac{t^*}{s} dt \quad (3.46) \end{aligned}$$

また直交する直線偏波成分 $E_{\theta c}$, $E_{\phi c}$ がある場合、これより右旋円偏波成分 E_R , 左旋円偏波成分 E_L は次式で求まる。

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\theta c} \\ E_{\phi c} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

これに(3.35), (3.46)を代入すれば次の結果が得られる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} &= \frac{j^{m+1}}{\lambda R} \left(\frac{1 + \cos \Phi}{2} \right) e^{-j \frac{\pi}{2} R} \cdot D_{ch} \cdot \begin{pmatrix} e^{-j\Phi} I_R \\ j e^{j\Phi} I_L \end{pmatrix} \\ &\left. \begin{aligned} I_R &= 2 \int_0^1 g_1(\xi, \eta) e^{-j(\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi)} \frac{t^*}{s} dt \\ I_L &= 2 \int_0^1 g_2(\xi, \eta) e^{-j(\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi)} \frac{t^*}{s} dt \end{aligned} \right\} \quad (3.48) \end{aligned}$$

なおこの述べた波源はTE₁₁モードの場合、導波管中に左旋円偏波しかなく、放射電界は右旋円偏波が主成分となる構成のほうである。

3.2.4 利得角数

開口面から放射される全電力 W_t は開口面上でポインティングベクトルを積分すれば得られる。開口径は波長に比べて大きいので、開口面での波動インピーダンスは自由空間における値 $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ に等しいと考えられる。開口面上の電界と円錐ホーン中の電界には (2.2) の関係があるので、

$$W_t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_{S_0} \left(\frac{c \cdot \sec \theta}{r} \right)^2 \{ |E_\rho|^2 + |E_\phi|^2 \} dS_0 \quad (3.49)$$

で計算される。ここで S_0 はホーンの頂点を中心とする球面上で、円錐ホーンの内部にある部分である。これは (3.15) の c を用いて次式となる。

$$\left. \begin{aligned} W_t &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} 4\pi c^2 h^2 W \\ W &= \begin{cases} 2 \int_0^1 \{ J_{m-1}^2(kt) + J_{m+1}^2(kt) \} \frac{t}{s} dt & (m \neq 0) \\ 8 \int_0^1 J_1^2(kt) \frac{t}{s} dt & (m = 0) \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (3.50)$$

(3.35) の放射電界と (3.50) の全電力より、直線偏波で励振したときの利得角数 G_θ , G_ϕ は次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} G_\theta &= \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right) \left(\pi \frac{D}{\lambda} \right)^2 \frac{|I_1 \cos \Phi + j I_{-1} \sin \Phi|^2}{W} \\ G_\phi &= \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right) \left(\pi \frac{D}{\lambda} \right)^2 \frac{|-I_1 \sin \Phi + j I_{-1} \cos \Phi|^2}{W} \end{aligned} \right\} \quad (3.51)$$

ここで I_1 , I_{-1} は θ , ϕ 面での関数である。

円偏波で励振したときの利得角数 G_R , G_L は (3.48) より次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} G_R &= \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right)^2 \left(\pi \frac{D}{\lambda} \right)^2 \frac{|I_R|^2}{W} \\ G_L &= \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right)^2 \left(\pi \frac{D}{\lambda} \right)^2 \frac{|I_L|^2}{W} \end{aligned} \right\} \quad (3.52)$$

3.3 放射特性の計算結果

3.3.1 基本モードで励振した場合の放射特性

3.3.1.1 利得, 開口効率および正面方向の逆送用偏波成分

空肉の任意の点における利得は (3.51), (3.52) によって求められる。基本モードで励振した場合の正面方向利得は, 一般には偏波, $f, \theta_0, \epsilon, \alpha^2$ の関数である。

$\alpha^2 = 0$ の場合, すなわち無限速における一般円錐ホーンリフレクタアンテナの利得は, 偏波に関係しないという特徴があり, ϵ との関係に注目すると利得 $G_0(\epsilon)$, 開口効率 $\eta(\epsilon)$ は次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} G_0(\epsilon) &= \left(\frac{1}{1 - \cos \epsilon} \right) G_0\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ \eta(\epsilon) &= \left(\frac{1 - \sin \epsilon \cos \epsilon}{1 - \cos \epsilon} \right) \eta\left(\frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3.53)$$

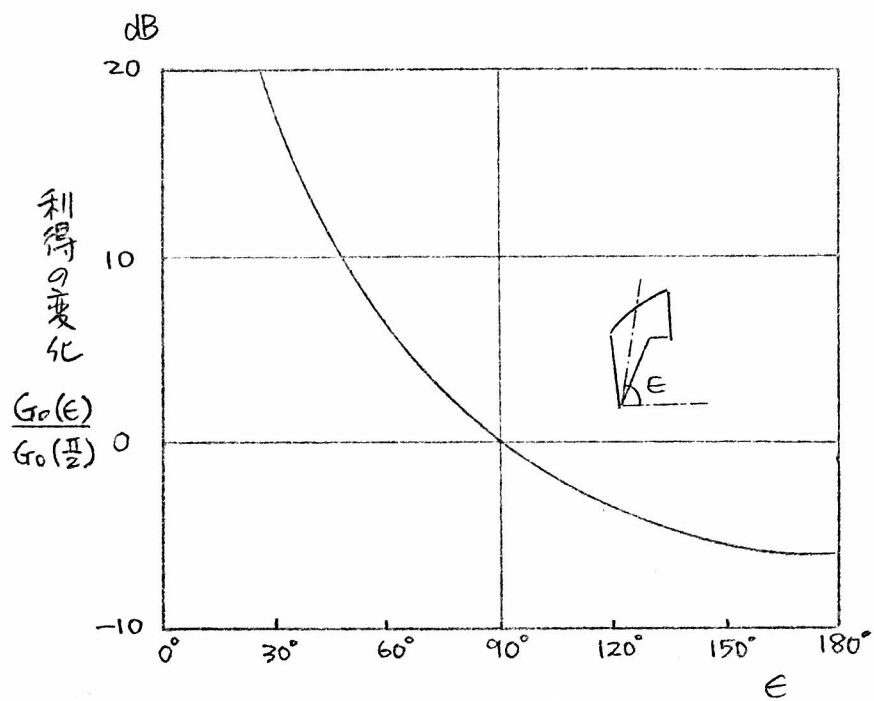
$G_0(\frac{\pi}{2}), \eta(\frac{\pi}{2})$ は従来の円錐ホーンリフレクタアンテナの利得, 開口効率であって, 次の式で計算される。

$$\eta\left(\frac{\pi}{2}\right) = 2 \cdot \frac{\int_0^1 J_0(k_1 t) \frac{2t}{1+t} \frac{1}{t} dt}{\int_0^1 [J_0^2(k_1 t) + J_2^2(k_1 t)] \frac{t}{t} dt} \quad (3.54)$$

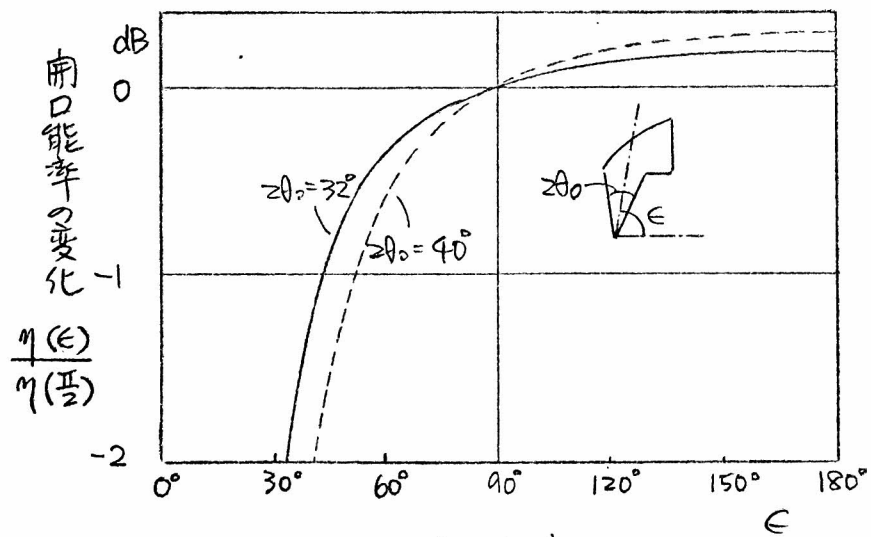
$$\left. \begin{aligned} G_0\left(\frac{\pi}{2}\right) &= \left(\pi \frac{D_0}{\lambda} \right)^2 \eta\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ D_0 &= 4fh \end{aligned} \right\} \quad (3.55)$$

(3.53) の式は, 焦点距離が一定の場合, ϵ を増せば利得は減りすが, その変化率は θ_0 に関係しないことを意味している。 $G_0(\epsilon), \eta(\epsilon)$ を $\epsilon = 90^\circ$ の場合の値を基準として計算した結果が図 3.9 である。

(3.51) によって, α^2 が 0 の場合について放射特性を計算した結果によれば, $\alpha^2 \leq 2$, ϵ が $60^\circ \sim 120^\circ$ の範囲においては (3.53) が成立する。したがって, 任意の θ_0, α^2 について $G(\frac{\pi}{2}), \eta(\frac{\pi}{2})$ の値がわかれば, ϵ の任意の値について $G(\epsilon), \eta(\epsilon)$ が簡単に求められる。図 3.10

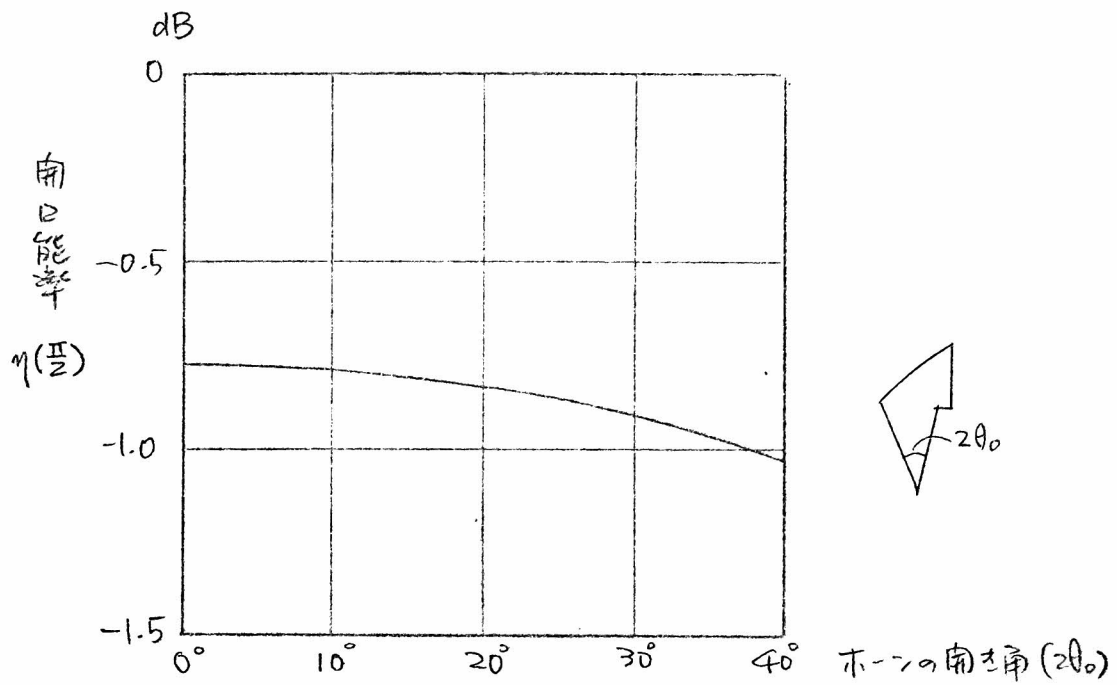


(a) 利得

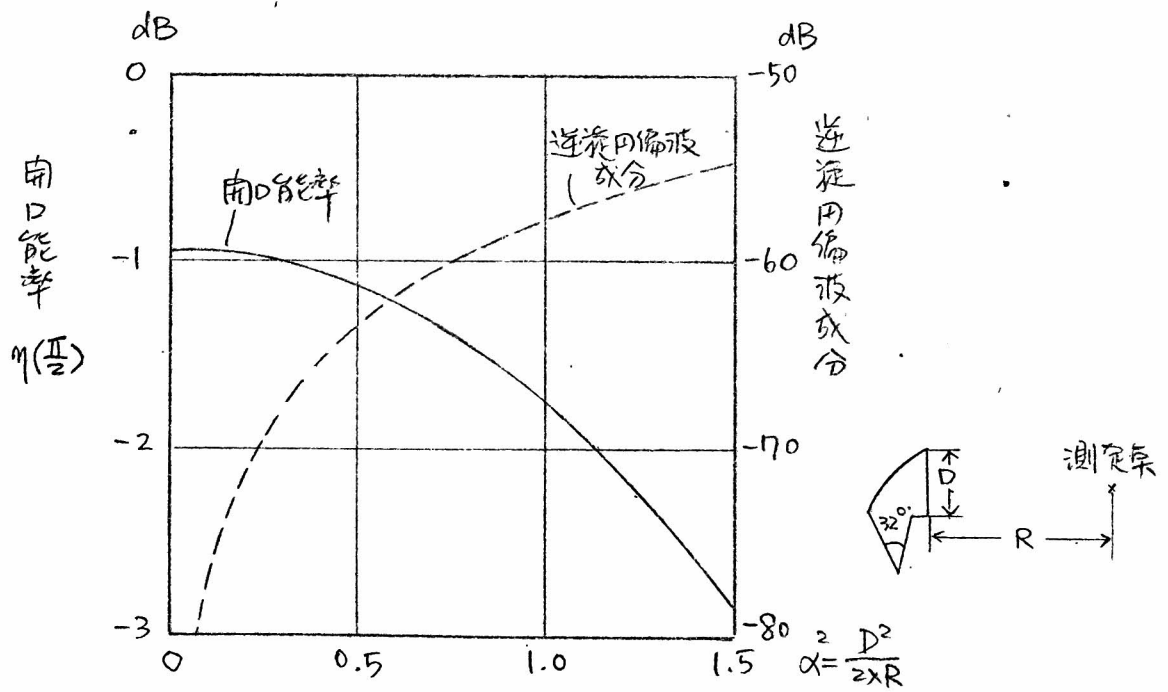


(b) 開口能率

図3.9 利得, 開口能率とεの関係



(a) ホーンの開角との関係 (無限遠)



(b) 測定距離との関係 ($2\theta_0 = 32^\circ$)

図3.10 $\epsilon = 90^\circ$ の場合の開口能率

は、 $\eta(\frac{\pi}{2})$ の値と θ_0, α^2 の関係を計算した結果である。

一般の錯ホーンリッラフアレイを円偏波で励振した場合、正面方向の逆旋回偏波成分は無限遠においては 0 であるが、フレネル領域においては、幾らか生じる。2 $\theta_0 = 32^\circ$ の場合について計算した結果によれば、この逆旋回偏波成分の ϵ による変化も α^2 に関係する。そして $\alpha^2 \leq 2$ 、 ϵ が $60^\circ \sim 120^\circ$ の範囲で式が成立する。

$$\frac{G_{\text{cross}}(\epsilon)}{G_{\text{cross}}(\frac{\pi}{2})} \approx -0.316 \times (\epsilon - 90^\circ) \text{ dB} \quad (3.56)$$

ここで ϵ の単位は度である。 ϵ が増加すれば、逆旋成分は減り出す。

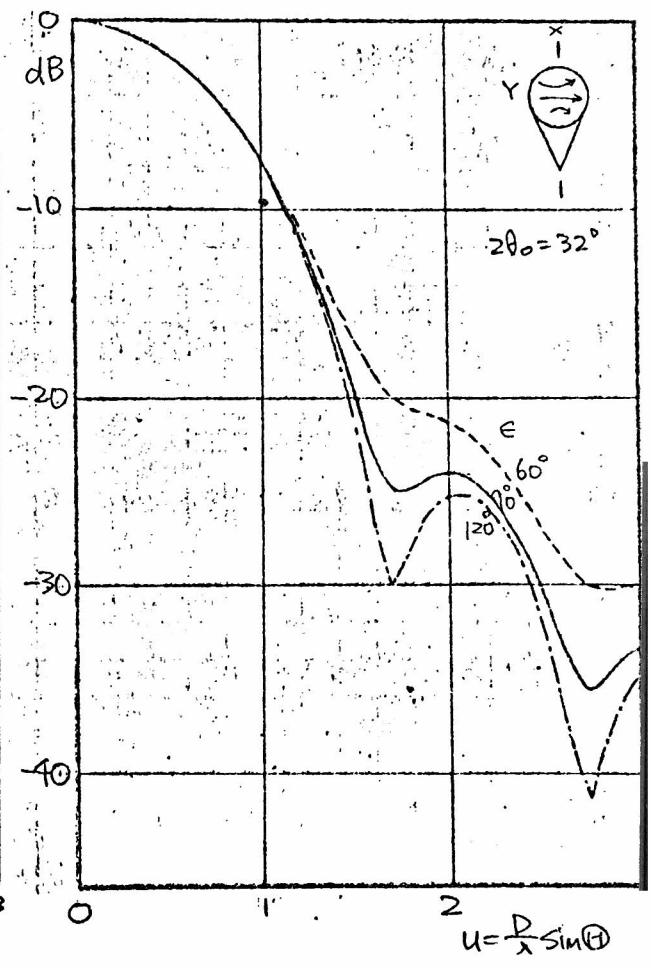
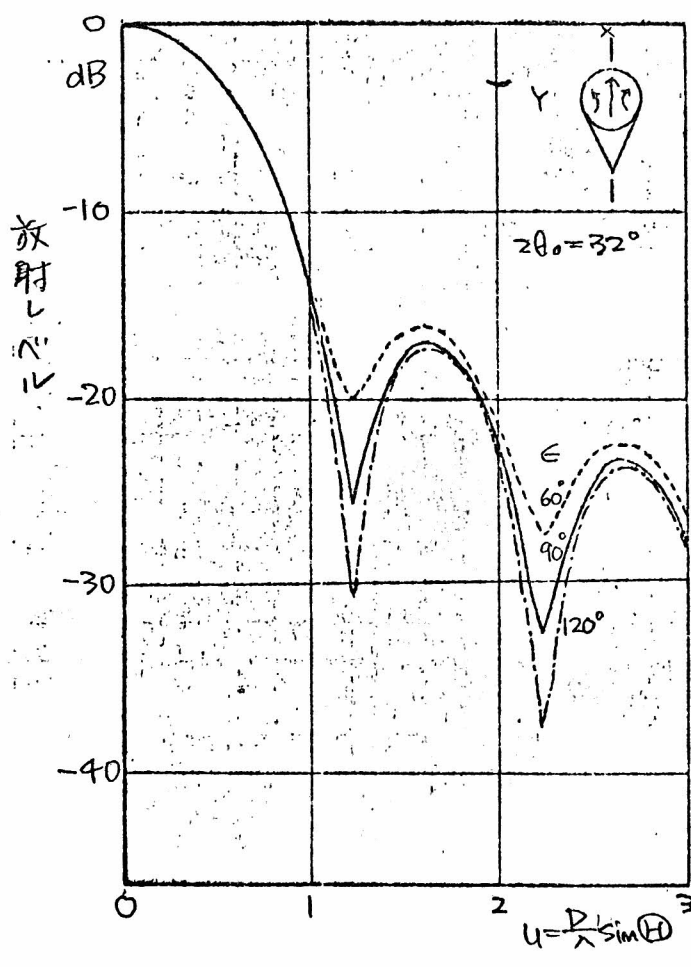
$\epsilon = \frac{\pi}{2}$ の場合の逆旋成分と α^2 の関係も図 3.10 (b) に示してある。

3.3.1.2 基本モードで励振した場合の放射パターン

放射パターンは、 $\theta_0, \epsilon, \alpha^2$ に関係する。ここでは ϵ をかえたときの变化に注目して、2 $\theta_0 = 32^\circ$ 、 $\alpha^2 = 0$ の場合について計算した結果を図 3.11, 3.12 に示す。 ϵ の値は $60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ の場合をとっている。 ϵ を増加したとき、近軸パターンが変化する傾向は表 3.2 に示すようなものである。

表 3.2 放射パターンの変化
(ϵ を増加した場合)

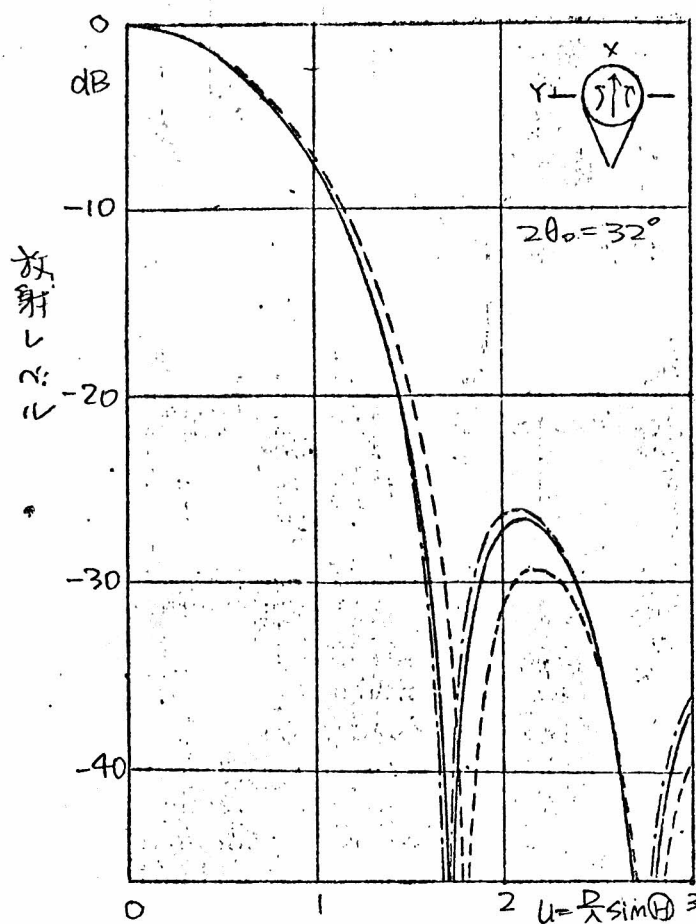
面	成分	ビーム巾	サイドローブ
xz 面	主成分	狭くなる	下
	交差成分	—	下
yz 面	主成分	狭くなる	上
	交差成分	—	下



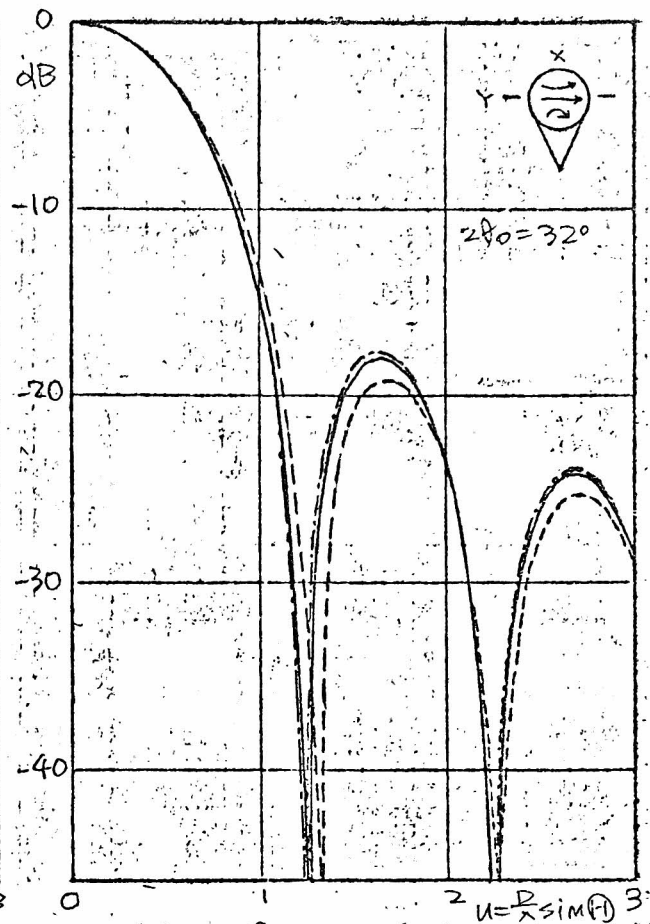
(a) TE₁₁Aモード励振, X成分

(b) TE₁₁Bモード励振, Y成分

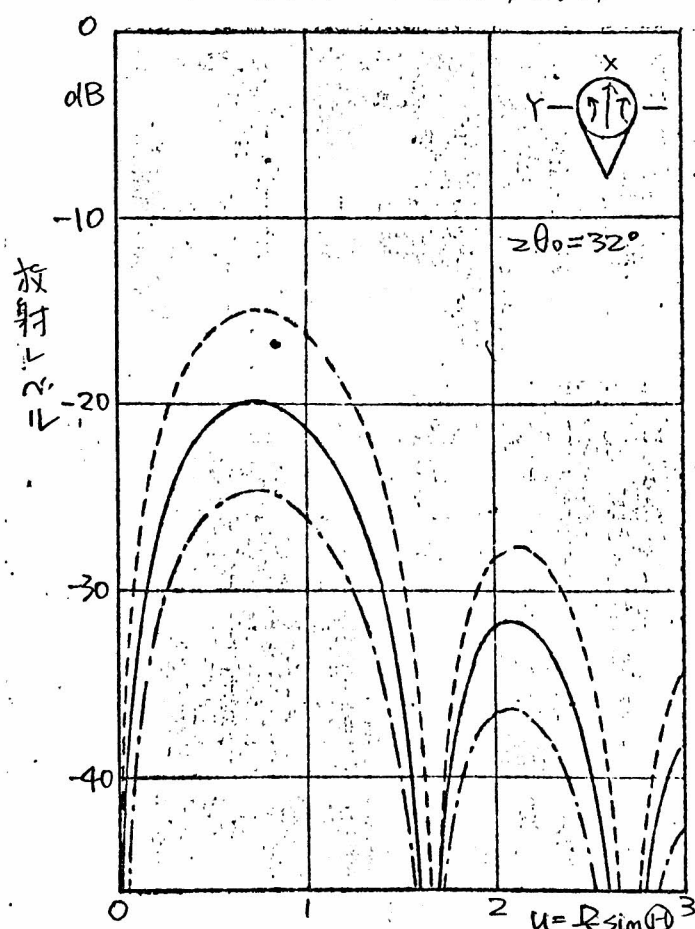
図3-11 一般円錐ホーノリフレクタアンテナのZX面の放射パターン



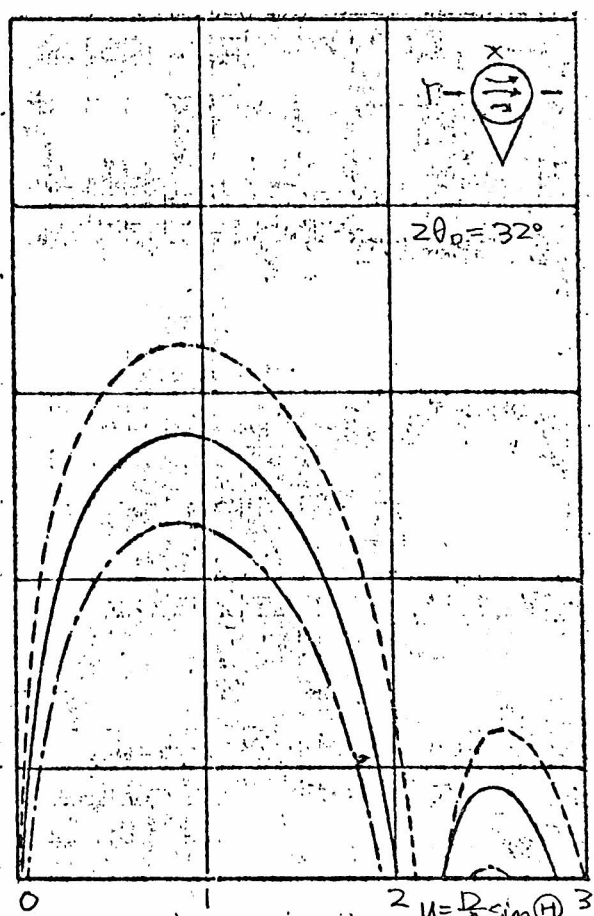
(c) TE₁₀ Aモード励振, X成分



(d) TE₁₀ Bモード励振, Y成分



(e) TE₁₀ Aモード励振, Y成分



(f) TE₁₀ Bモード励振, X成分

図3.12 一般円錐ホーンリフレクタアンテナのYZ面内放射パターン

円偏波で励振したとき、YZ面においてビーム方向がずれるのは、ホーンリフレクタアンテナの特性で、人工衛星搭載用のアンテナでは問題になる。静止軌道上から例えば日本列島を照射する場合、ビームの方向は赤道面に対して 6° 北を向く。この場合アンテナを衛星の北極につける場合と南極につける場合が考えられるので、 $\epsilon = 84^\circ, 90^\circ, 96^\circ$ について計算した結果が図3.13である。ビームのずれ Δu と 3dB 巾 u_3 の比はホーンの南を角に極めてよく比例し、その比例係数が ϵ の関数である。計算例については

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta u}{u_3} &= 0.540 \times (2\theta_0) \% \quad (\epsilon = 84^\circ) \\ &0.487 \times (2\theta_0) \% \quad (\epsilon = 90^\circ) \\ &0.440 \times (2\theta_0) \% \quad (\epsilon = 96^\circ) \end{aligned} \right\} (3.57)$$

で、この近似式による誤差は、 $2\theta_0 \leq 40^\circ$ の範囲では 0.06% 以内である。 ϵ の大きい場合のビームのずれは小さいといことがわかる。

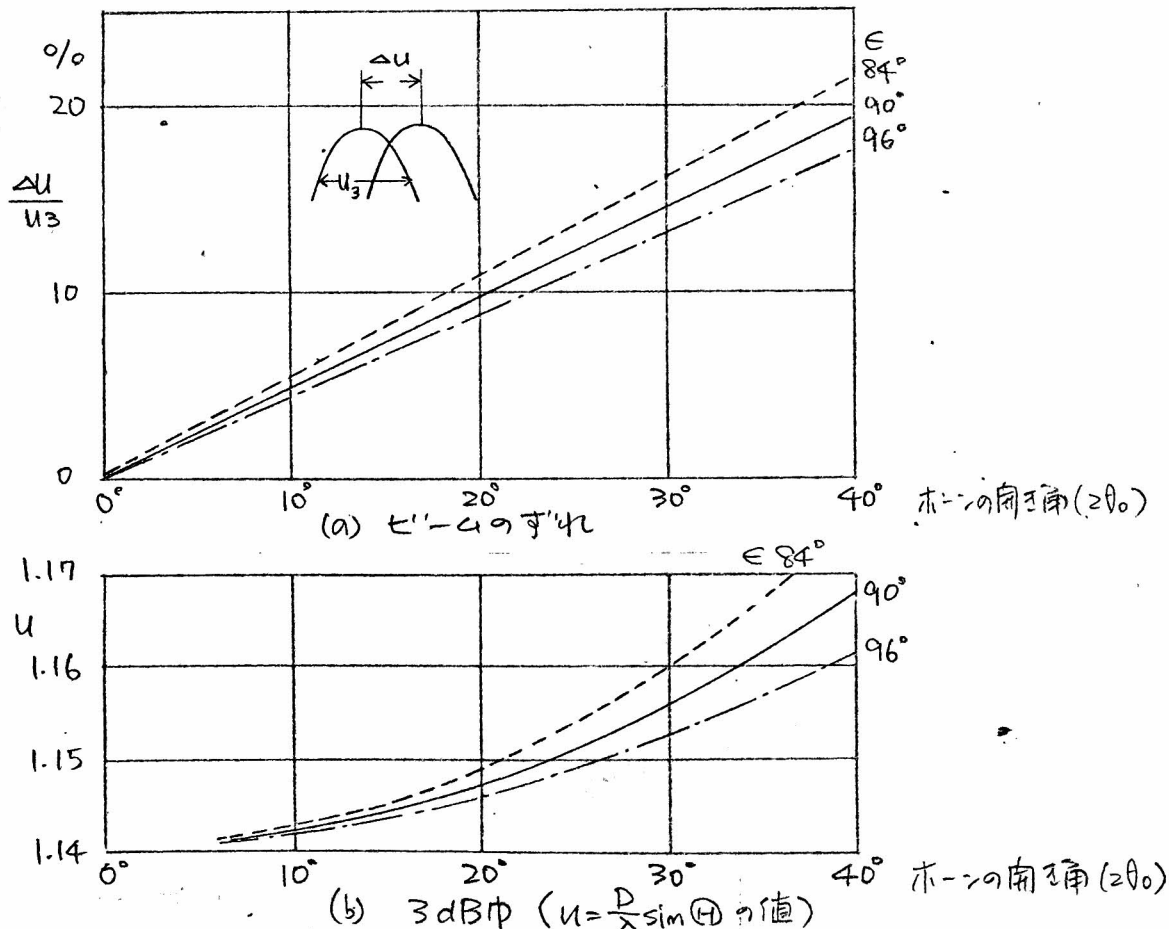


図3.13 円偏波で励振したときのビームのずれ

3.3.2 高次モードで励振した場合の放射特性

3.3.2.1 正面方向の利得.

円錐ホーンリフレクタアンテナの開口面上の電界分布は、 $Y-Z$ 面に図1で非対称であるので、高次モードで励振した場合、正面方向に放射電界が存在することがある。TE₁₁モードで励振した場合の利得を基準にした、TE/TM_{mm}モードで励振したときの正面方向利得を Q_{mm} で表わすと、これはモード、 θ_0 , ϵ , α^2 の関数になる。

$\alpha^2 = 0$ の場合、(3.51)を用いて計算すれば、 ϵ に関係する因子が分離でき、次の結果が得られる。

$$Q_{mm}(\epsilon) = \left(\frac{1 + \cos \epsilon}{\sin \epsilon} \right)^{2(m-1)} \cdot Q_{mm}\left(\frac{\pi}{2}\right) \quad (3.58)$$

上式で $Q_{mm}\left(\frac{\pi}{2}\right)$ は $\epsilon = \frac{\pi}{2}$ の場合の正面方向利得であって、次式で表わされる。

$$Q_{mm}\left(\frac{\pi}{2}\right) = \begin{cases} \left(\frac{h}{2}\right)^{2(m-1)} \cdot \frac{\left\{ m \int_0^1 J_{m-1}(kt) \left(\frac{2t}{1+s} \right)^m \frac{1}{s} dt \right\}^2}{\left\{ \int_0^1 J_0(kt) \left(\frac{2t}{1+s} \right) \frac{1}{s} dt \right\}^2} \cdot \frac{\int_0^1 \{ J_0^2(kt) + J_2^2(kt) \} \frac{t}{s} dt}{\int_0^1 \{ J_{m-1}^2(kt) + J_{m+1}^2(kt) \} \frac{t}{s} dt} & (m \neq 0) \\ 0 & (m = 0) \end{cases} \quad (3.59)$$

この場合も基本モードで励振した場合と同じく偏波には関係しない。

通常使用される円錐ホーンの半頂角 θ_0 では h が余り大きくないから、

(3.59) 中の $s = \sqrt{1 + h^2 t^2}$ をその中級数に展開して計算すれば、次の近似式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} Q_{mm}^{TE}\left(\frac{\pi}{2}\right) &= (K_{11}^2 - 1) \left(\frac{m^2}{K_{mm}^2 - m^2} \right) \left(\frac{h}{2} \right)^{2(m-1)} \\ Q_{mm}^{TM}\left(\frac{\pi}{2}\right) &= (K_{11}^2 - 1) \left(\frac{2m(m+2)}{K_{mm}^2} \right)^2 \left(\frac{h}{2} \right)^{2(m+1)} \end{aligned} \right\} \quad (3.60)$$

TM₂₁, TM₁₁, TE₃₁ モードについて (3.59) と (3.60) の結果を

比較した $\gamma = 3$, $\theta_0 = 30^\circ$ の場合 γ の差は 0.2 dB 以下であり、したがって (3.60) を用いて高次モードで励振したときの正面方向利得を論じることにできる。図 3.14 (a) は、円形導波管中で遮断周波数が低い順に 7 つの高次モードを選んで計算した結果である。これらの計算式は (3.61) である。

$$\left. \begin{aligned} Q_{21}^{\text{TE}} &= -3.48 + 20 \log(\tan \theta_0) & \text{dB} \\ Q_{11}^{\text{TM}} &= -16.03 + 40 \log(\tan \theta_0) & \text{dB} \\ Q_{31}^{\text{TE}} &= -8.09 + 40 \log(\tan \theta_0) & \text{dB} \\ Q_{41}^{\text{TE}} &= -13.12 + 60 \log(\tan \theta_0) & \text{dB} \\ Q_{21}^{\text{TM}} &= -18.62 + 60 \log(\tan \theta_0) & \text{dB} \end{aligned} \right\} \quad (3.61)$$

TE/TM_{mm} モードで励振した場合の正面方向利得 Q_{mm} の、円錐角 θ_0 に関する因子は m のみに関係し、TE モードで $m=1$ の場合、正面方向利得は θ_0 に関係しない。その値を表 3.3 に示す。

表 3.3 TE_{1m} モードで励振したときの正面方向利得 (dB)

m	2	3	4	5
Q_{1m}^{TE}	-10.6	-14.8	-17.6	-19.6

TE/TM_{mm} モードで励振した場合の正面方向利得は、TE/TM_{m1} モードの場合の値に一定の dB 値を加えれば得られる。その値を表 3.4 に示す。

表 3.4 Q_{mm} と Q_{m1} の dB 差

m	TE_{2m}^0	TE_{3m}^0	TE_{4m}^0	TM_{1m}^0
2	-8.9	-8.0	-7.6	-10.5
3	-12.5	-11.4		-17.0

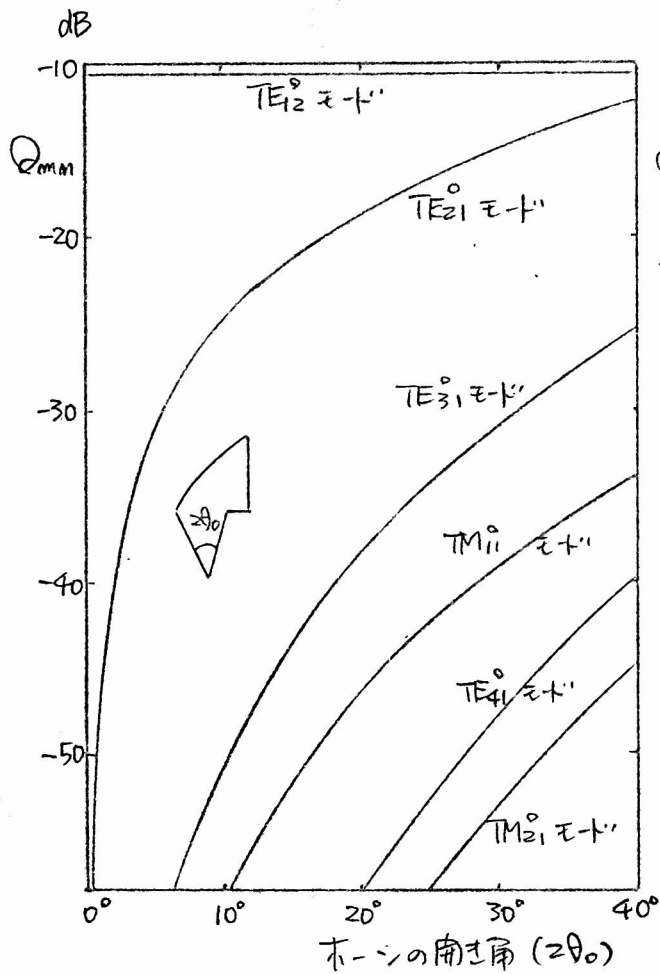
TE₁₀ モードを除けば TE₂₀ モードで励振したとき無限遠における、正面方向利得が最大になる。これを -20 dB 以下にするためには、円錐ホーンの開き角 $2\theta_0$ を 16° 以下にする必要がある。

フレネル領域における正面方向の利得は (3.51) を用いて計算される。 $2\theta_0 = 32^\circ$ の場合の計算結果が図 3.14(b) である。 α^2 との関係を見ると、TE₂₀ モードや TE₃₀ モードで励振した場合、余り変化しないが、TM₁₀ モードで励振した場合、 α^2 の増加につれて Q_{11}^{TM} は著しく増加する。TM₀₀、TE₀₀ モードの場合無限遠では正面方向の利得は 0 であるが、 α^2 が大きくなると 0 になる。

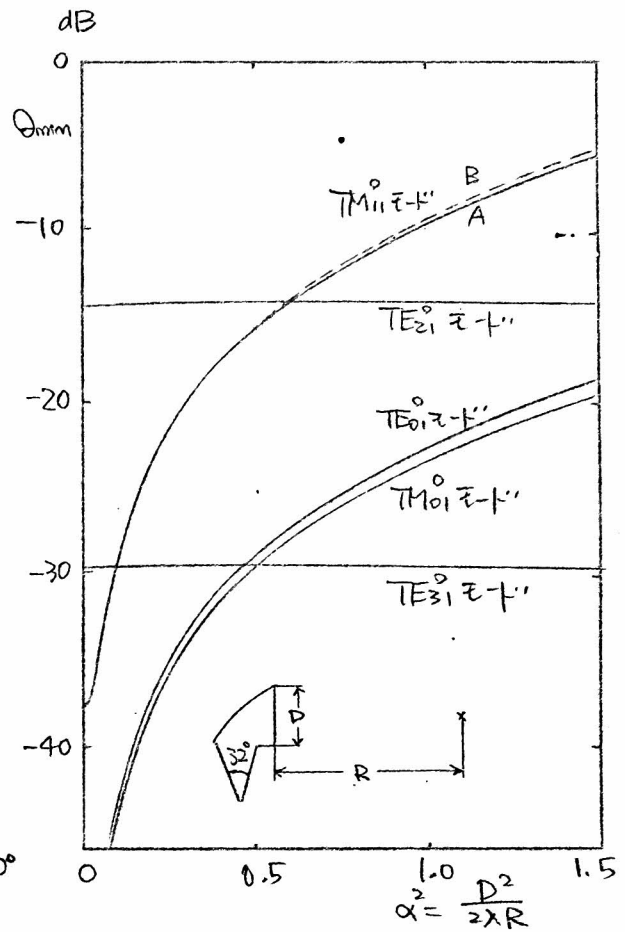
高次モードで励振したときの無限遠における正面方向利得と ϵ の関係は (3.58) に示されているように m にのみ関係する。基本モードで励振した場合の利得と同様に、 ϵ をかえたとする Q_{mm} の変化は θ_0 に関係しない。(3.58) の ϵ を含む因子を m のいくつかの値について計算した結果が図 3.14(c) である。モードの次数 m が大きくなると、 ϵ を変えた場合 Q_{mm} は大きく変化することになる。

フレネル領域における Q_{mm} と ϵ の関係を調べるために数値計算を行った。結果、(3.58) はフレネル領域においても近似的に成り立つ。その誤差は $\alpha^2 \leq 2$ において、 $m \geq 2$ の場合 0.04 dB 以下、TM₁₀ モードの場合 1 dB 以内である。また $m=0$ の場合、 $\alpha^2 \neq 0$ の場合には (3.62) の関係が $\alpha^2 \leq 2$ において 0.2 dB 以内の誤差で成り立つ。

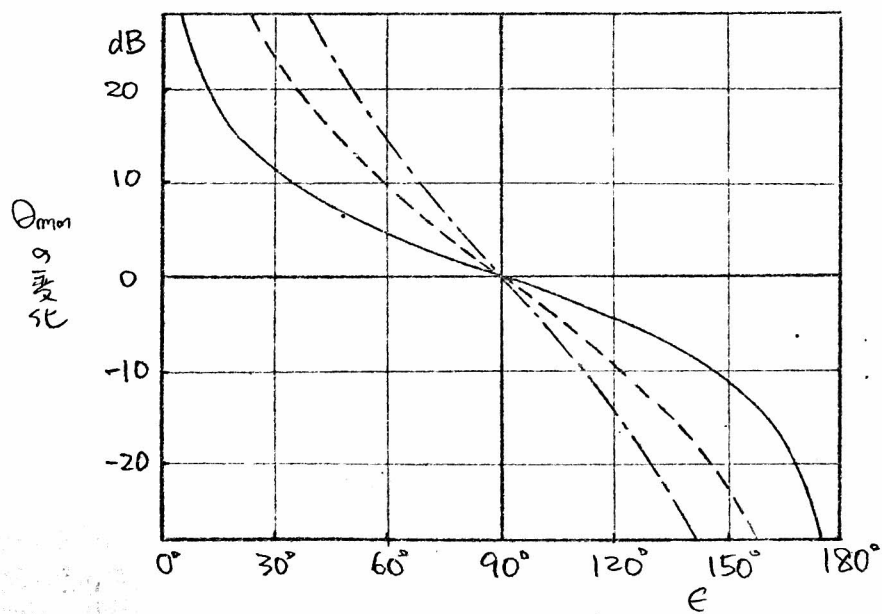
$$Q_{mm}(\epsilon) = \left(\frac{1 + \cos \epsilon}{\sin \epsilon} \right)^{2|m-1|} \cdot Q_{mm}\left(\frac{\pi}{2}\right) \quad (3.62)$$



(a) Q_{mm} とホーンの開き角の関係



(b) Q_{mm} と測定距離の関係



(c) Q_{mm} と ϵ の関係

図 3.14 高次モードで励振した場合の正面方向利得 Q_{mm}

3.3.2.2 高次モードで励起した場合の放射パターン

(3.517)の利得関数により、図3-15に示した5つの高次モードについて放射パターンを計算した結果が図3-16～図3-23である。これらは全て $2\theta_0 = 32^\circ$, $\epsilon = 90^\circ$ として計算したものである。放射パターンは偏波によりかわるので、Hモードの直交する2つの偏波について計算してある。Aモード、Bモードはそれぞれ(3-13)の $\gamma = 1, -1$ に対応する偏波がある。図中実線は無限遠における放射パターンであり、点線は $\alpha^2 = 0.5$ の場合の放射パターンである。

円面電界分布の対称性から明らかのように、YZ面内の放射パターンは $\theta = 0$ に円して対称であるが、ZX面のフレネル領域における放射パターンは非対称になる。

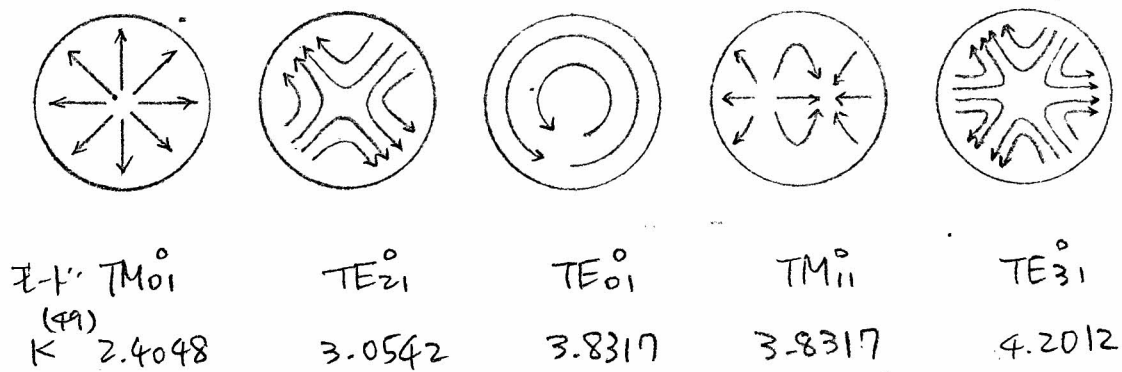
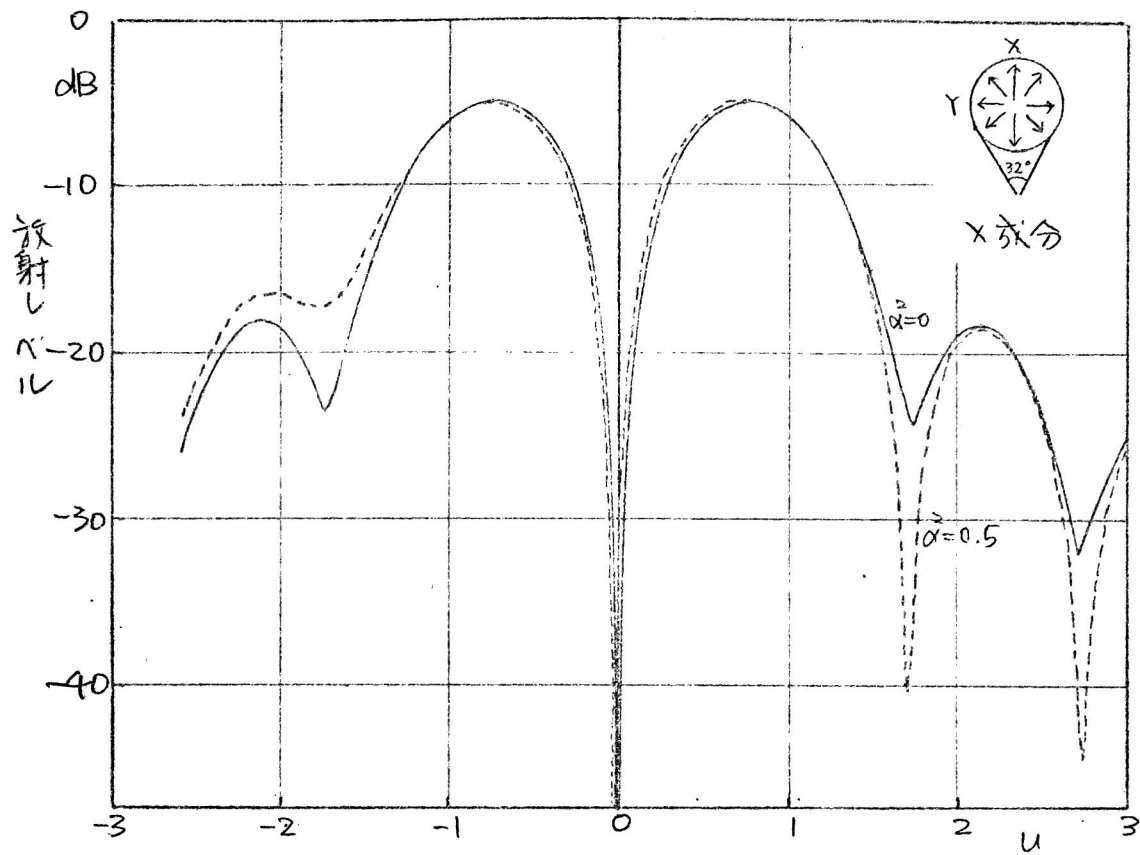
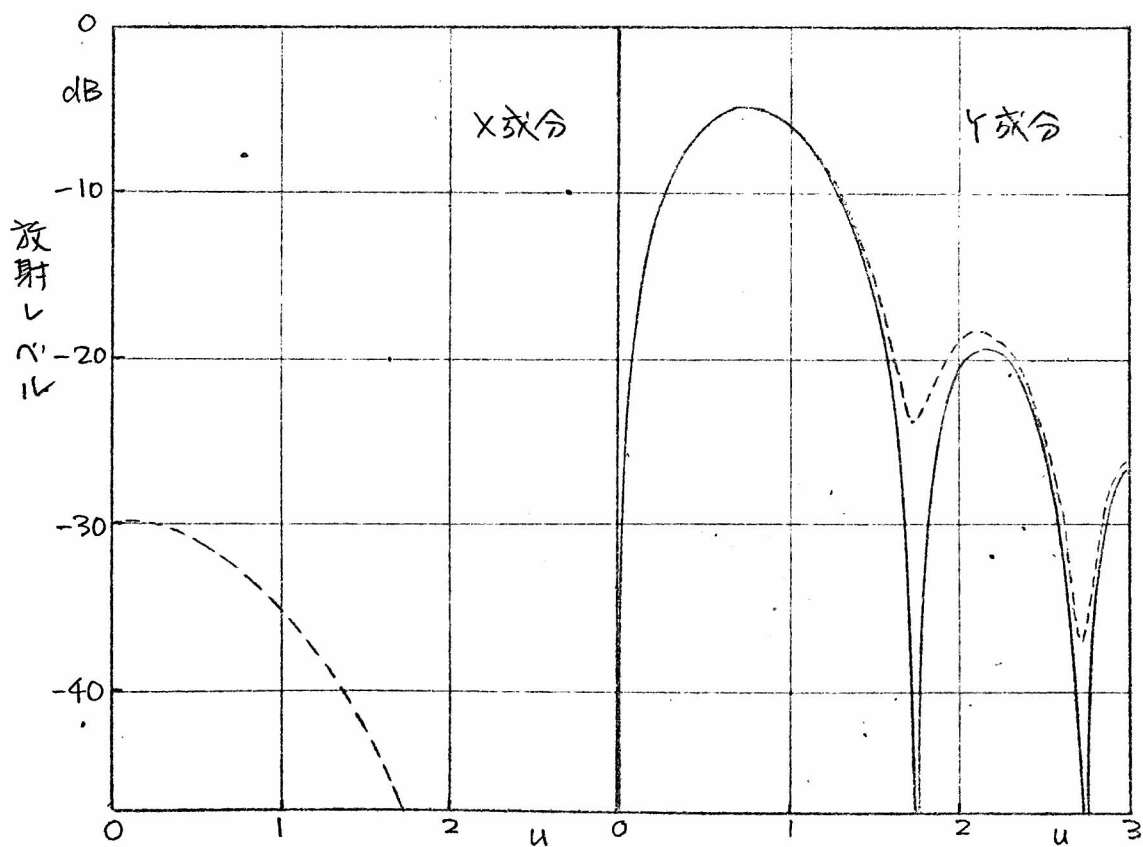


図3.15 円形導波管中の高次モードによる電界力線

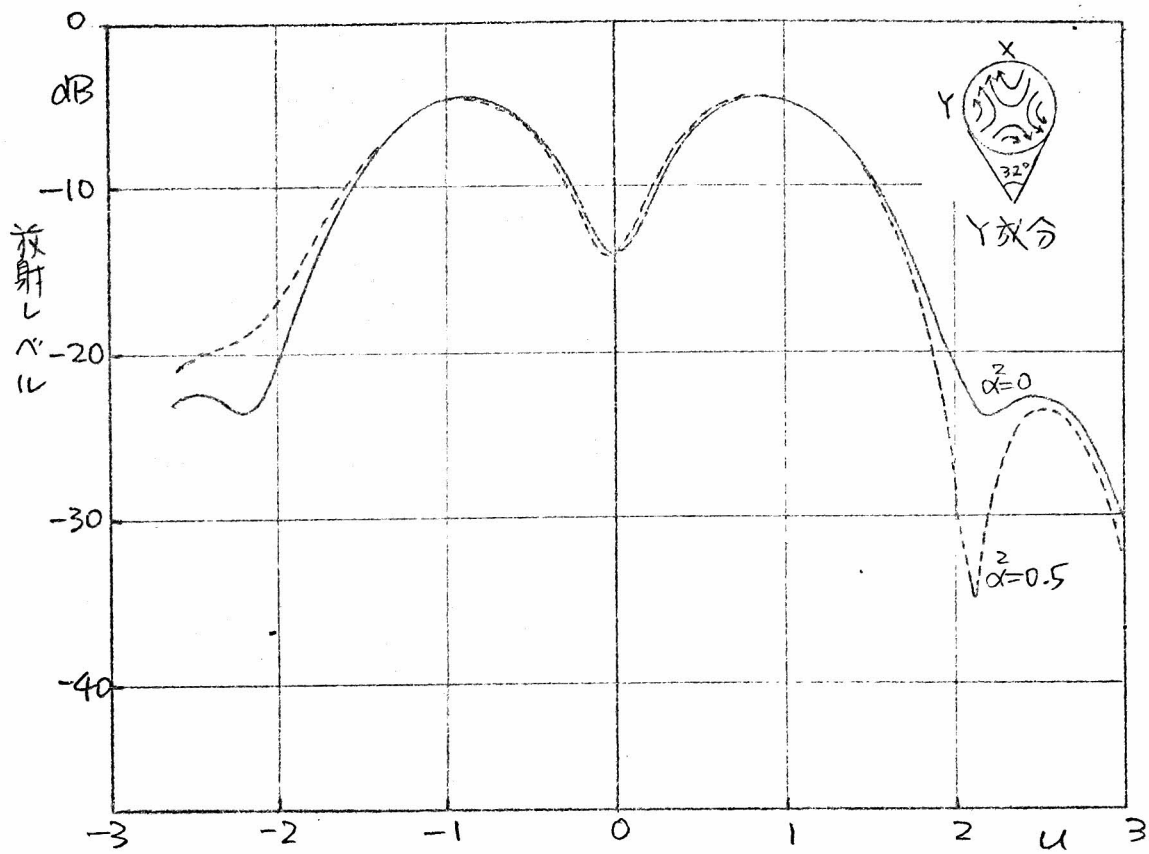


(a) XZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

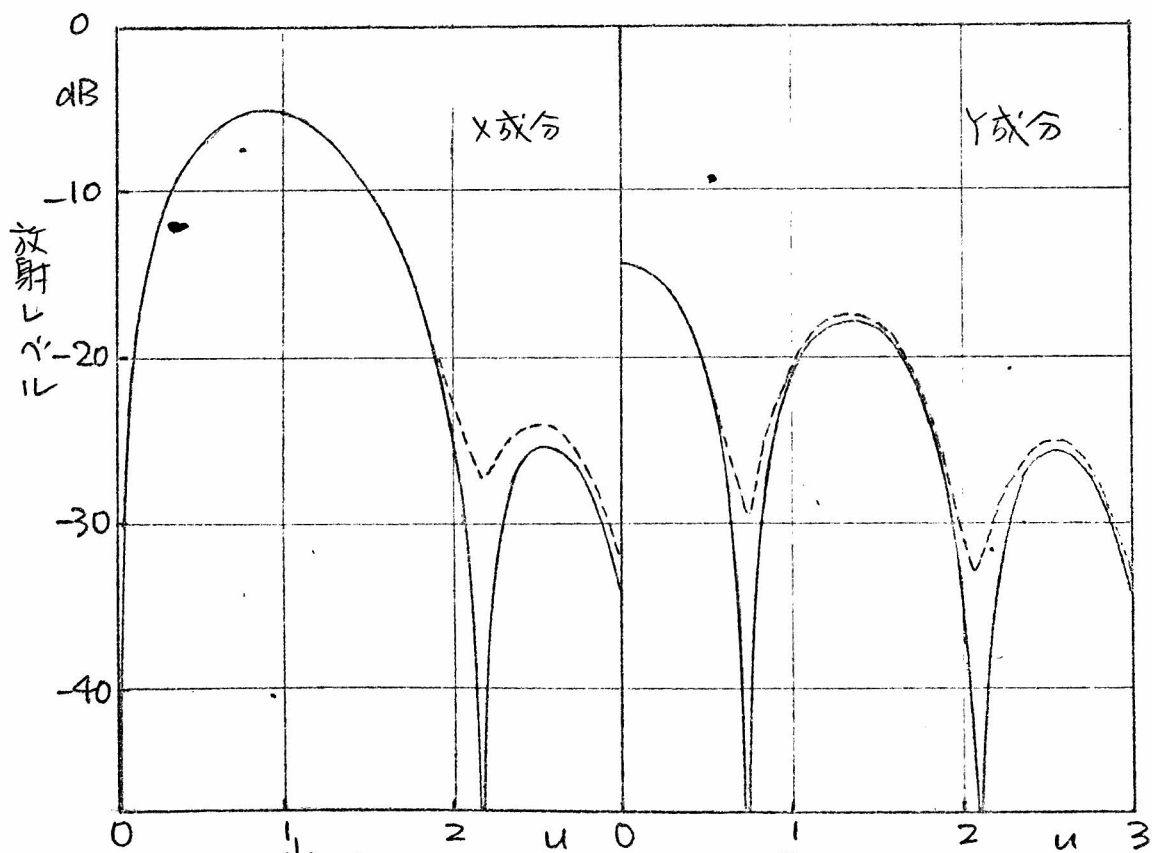


(b) YZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.16 円錐ホーンリフレクタアンテナの放射パターン (TM₀₁モード励振)

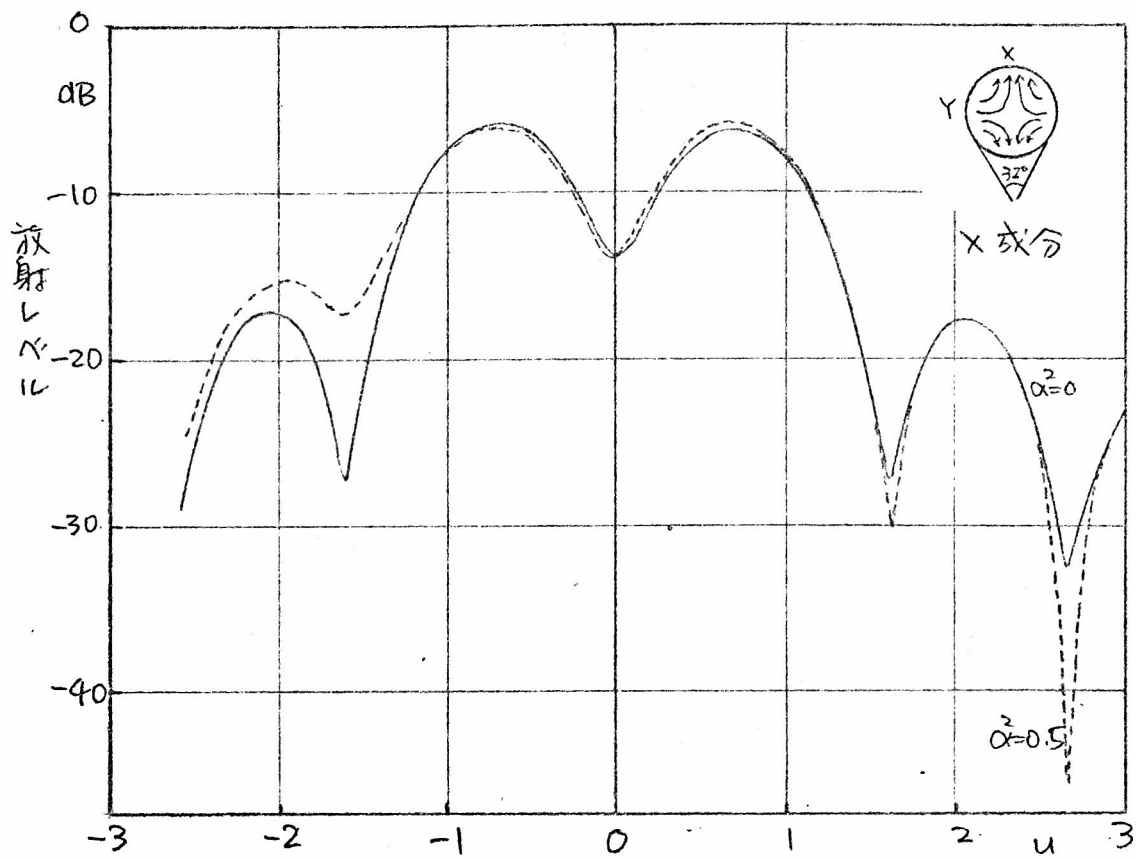


(a) xz 面内パターン ($u = \frac{R}{\lambda} \sin \theta$)

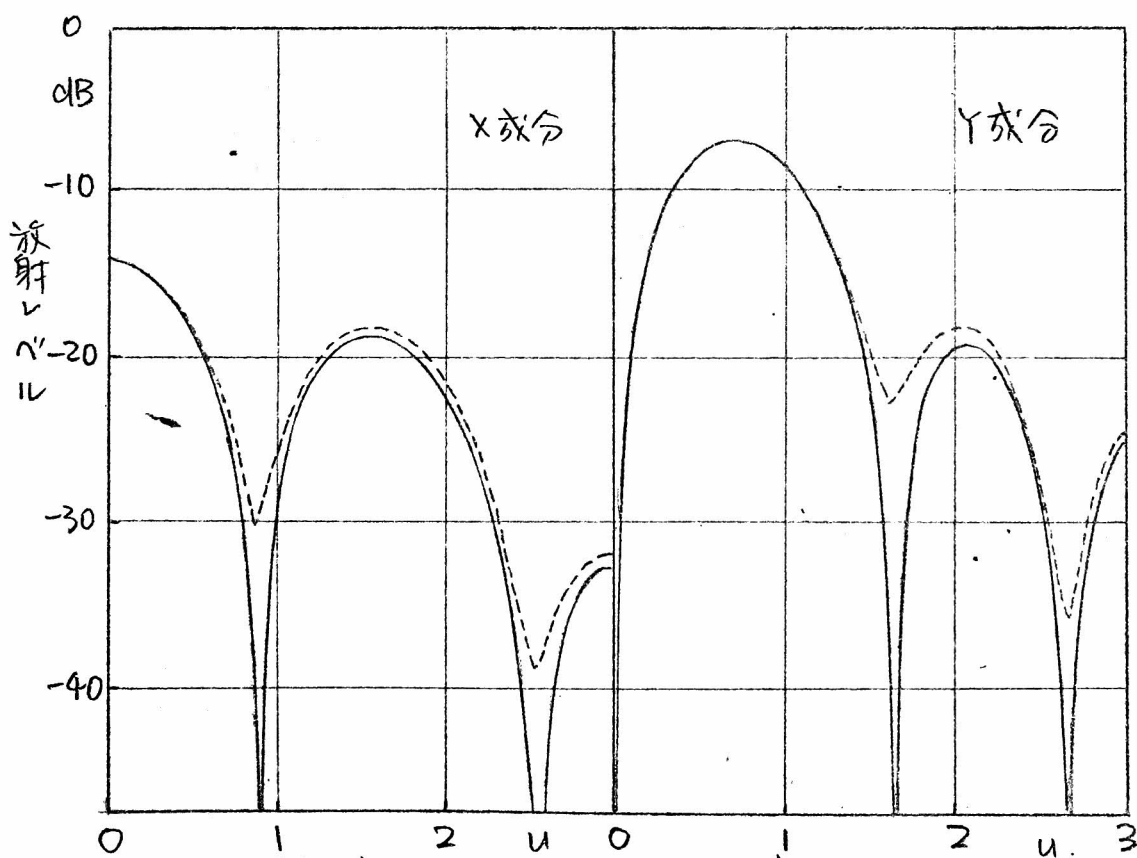


(b) yz 面内パターン ($u = \frac{R}{\lambda} \sin \theta$)

図3.17 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TE_{21} モード励振)

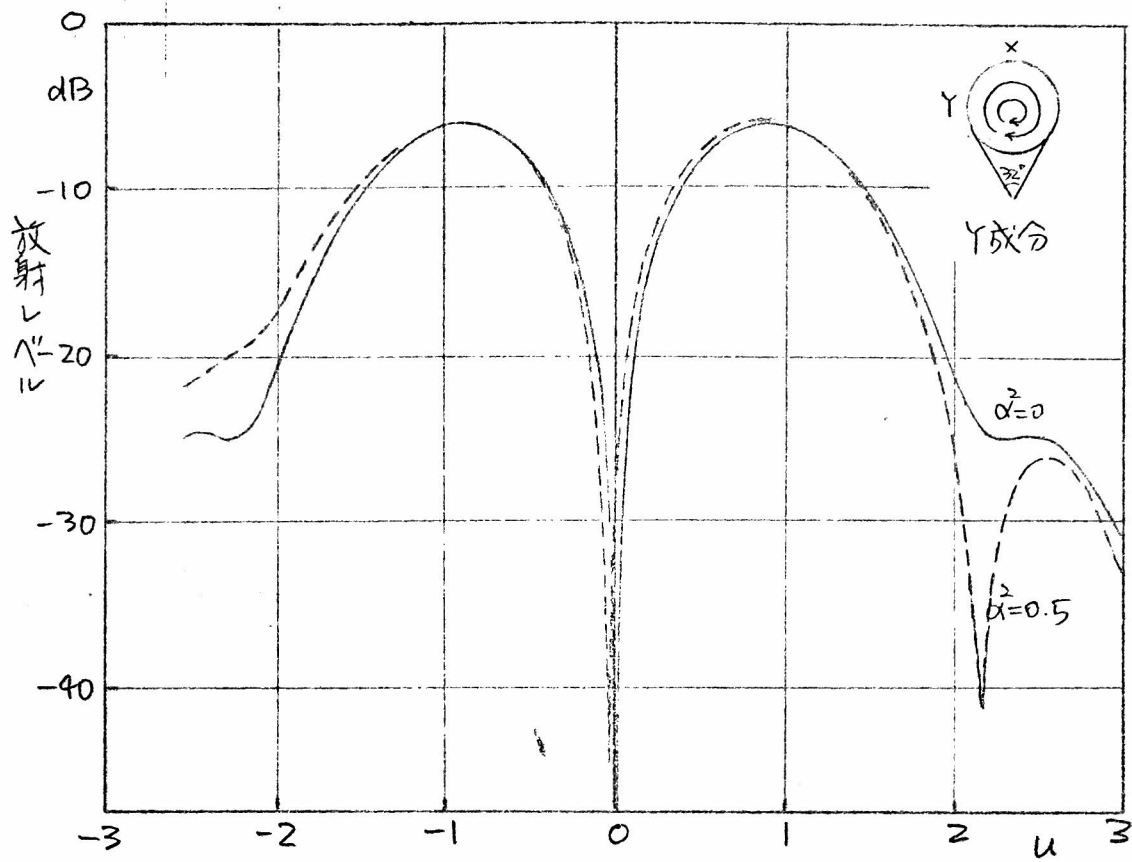


(a) XZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

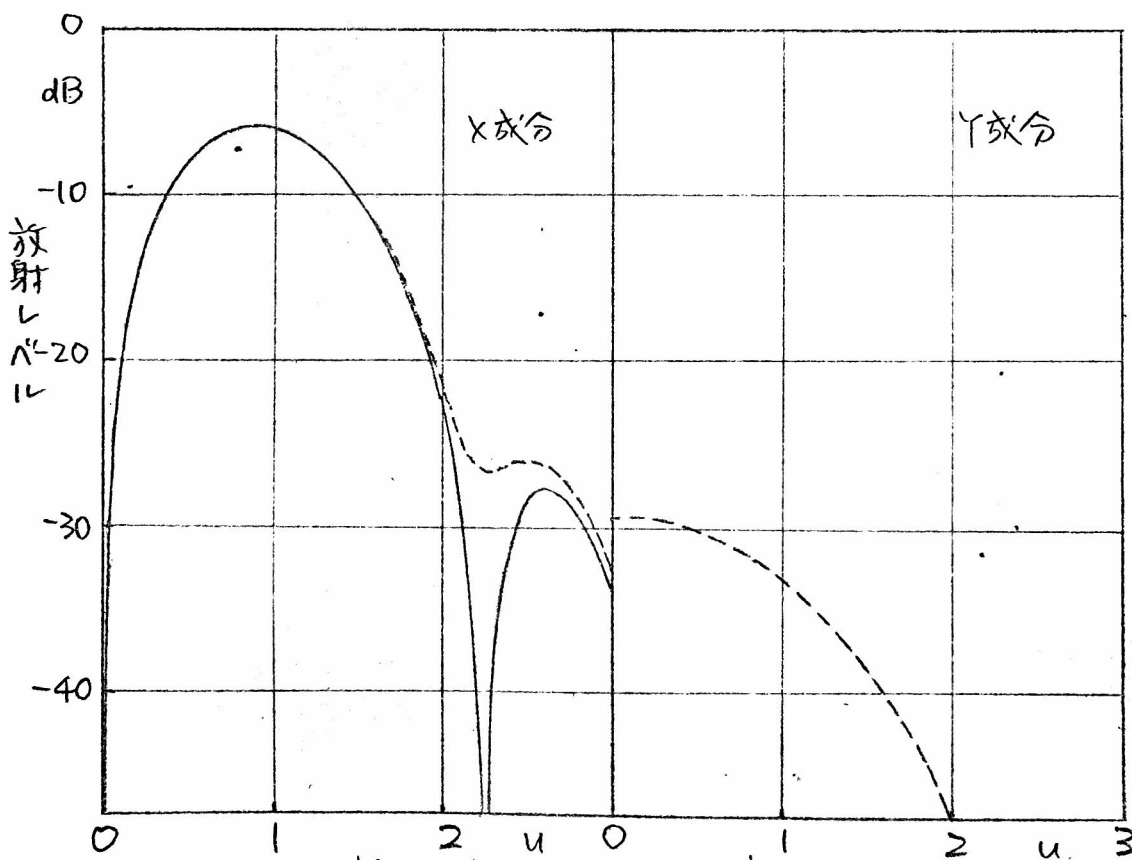


(b) YZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.18 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TE₂₁Bモード印振)

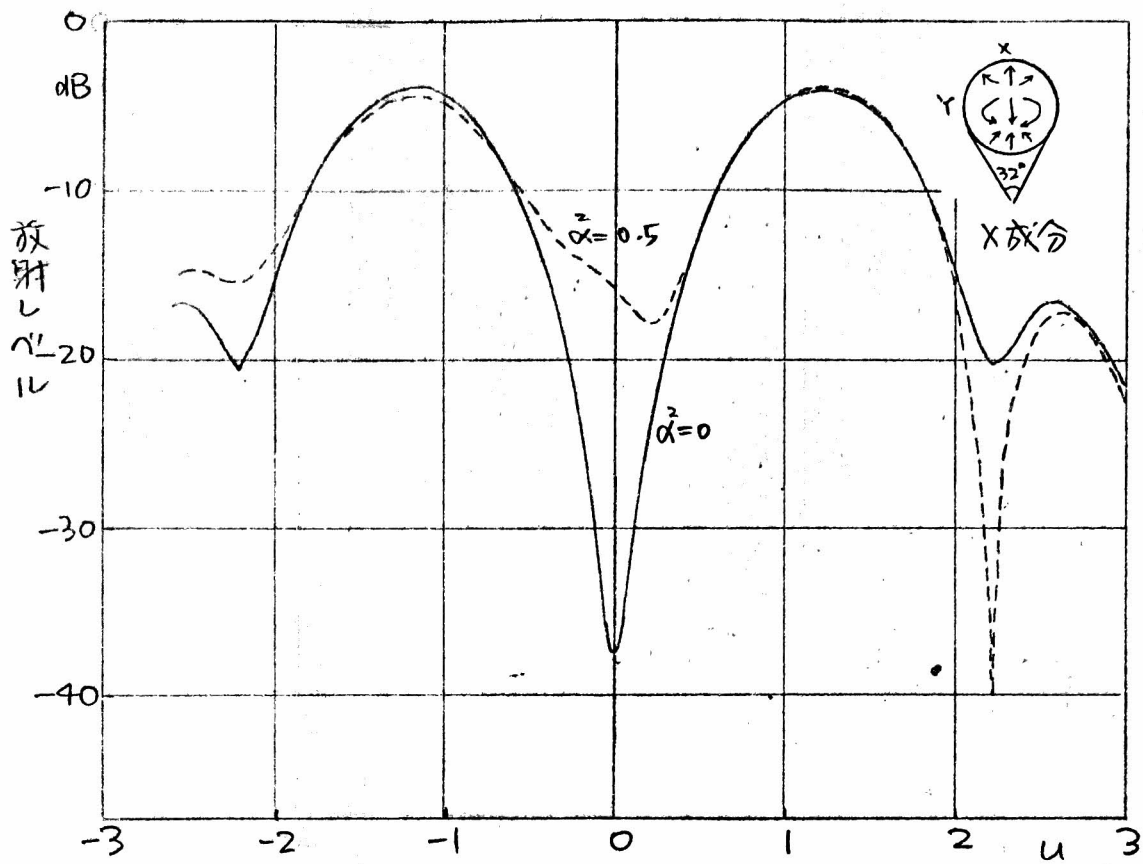


(a) XZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

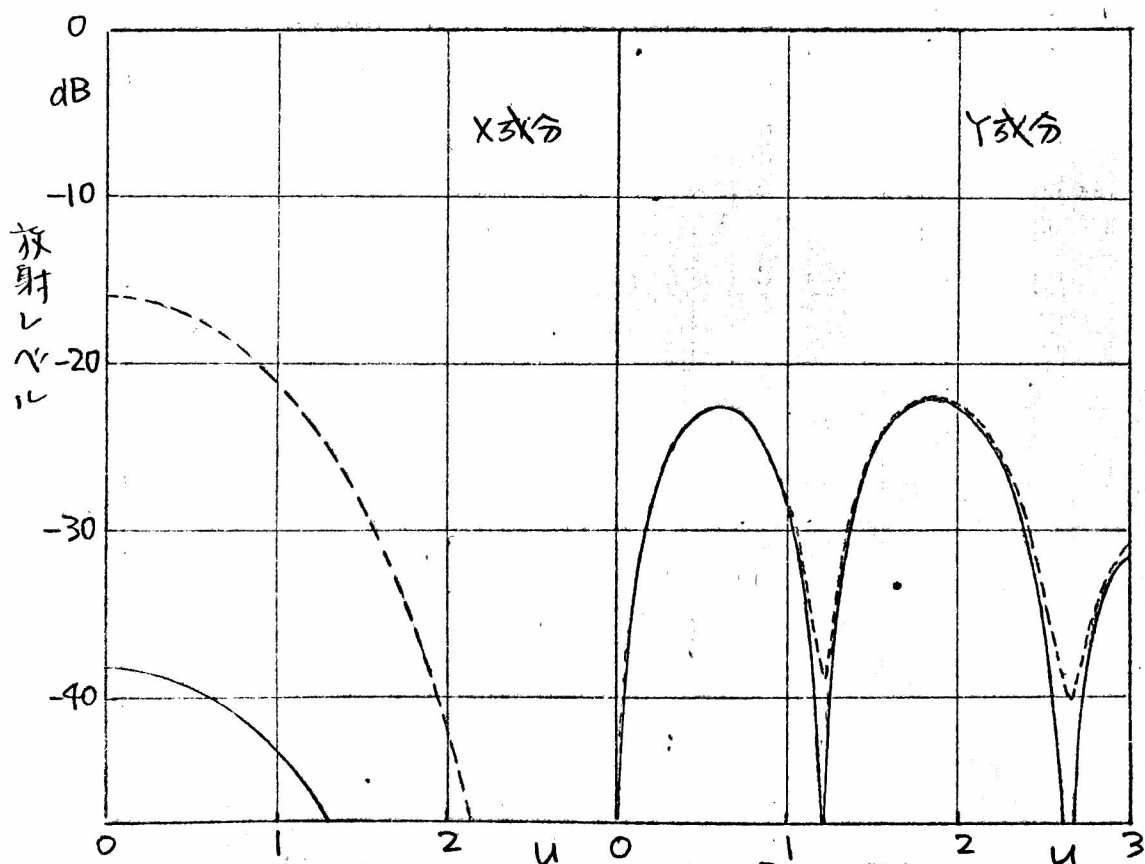


(b) YZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.19 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TE_{01} モード励振)

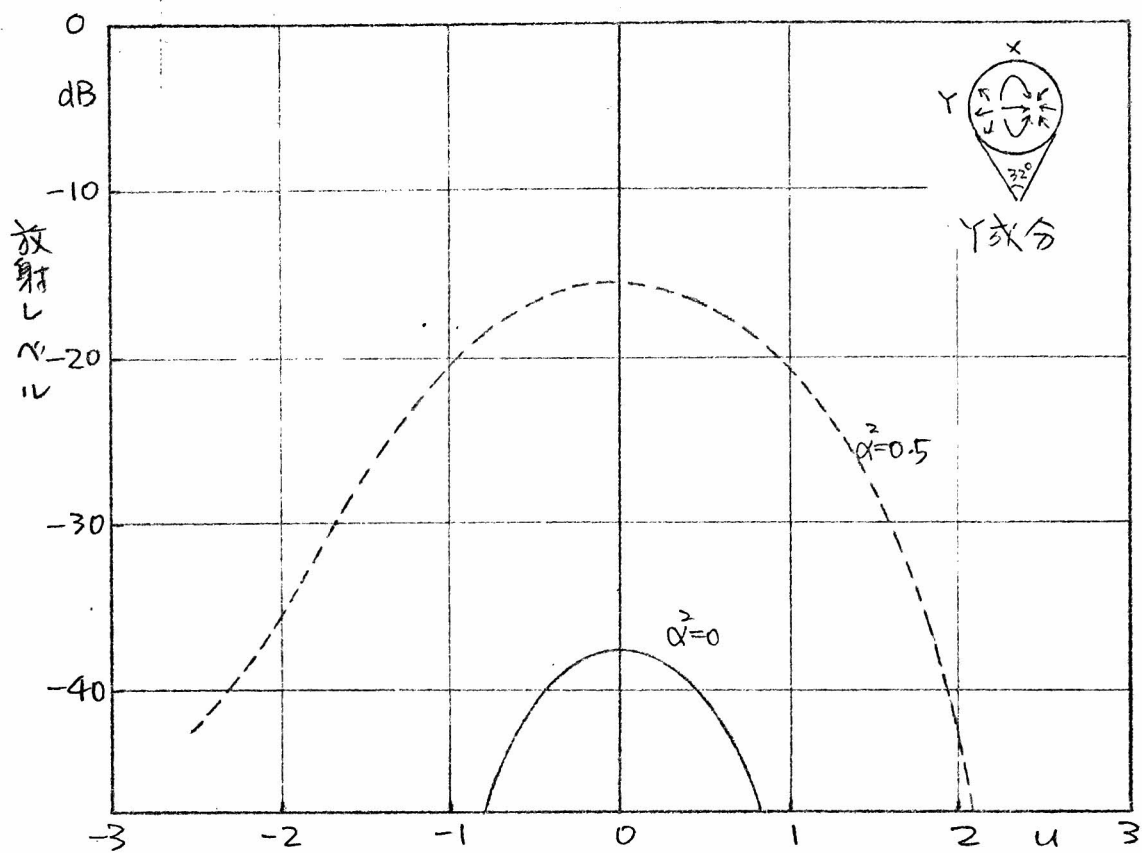


(a) ZX面内パターン ($u = \frac{R}{\lambda} \sin \theta$)

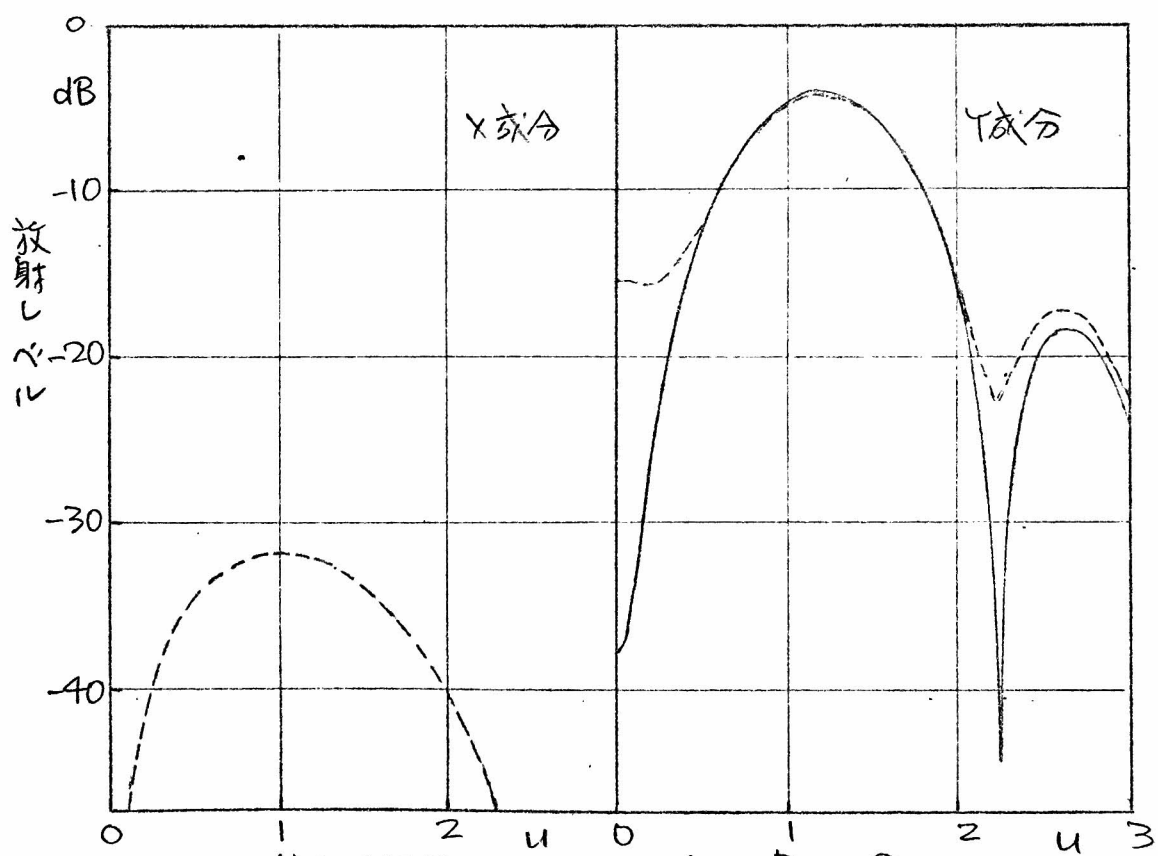


(b) YZ面内パターン ($u = \frac{R}{\lambda} \sin \theta$)

図3.20 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TM₁₁Aモード励振)

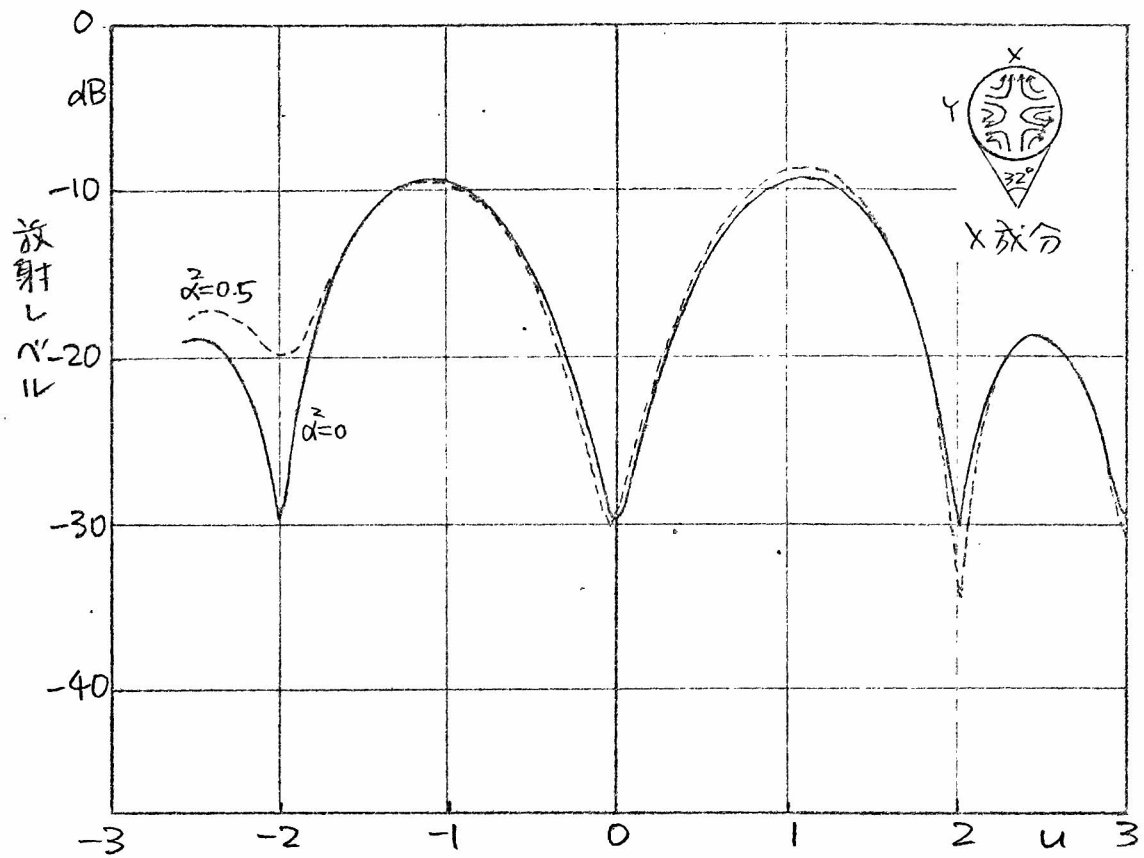


(a) XZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

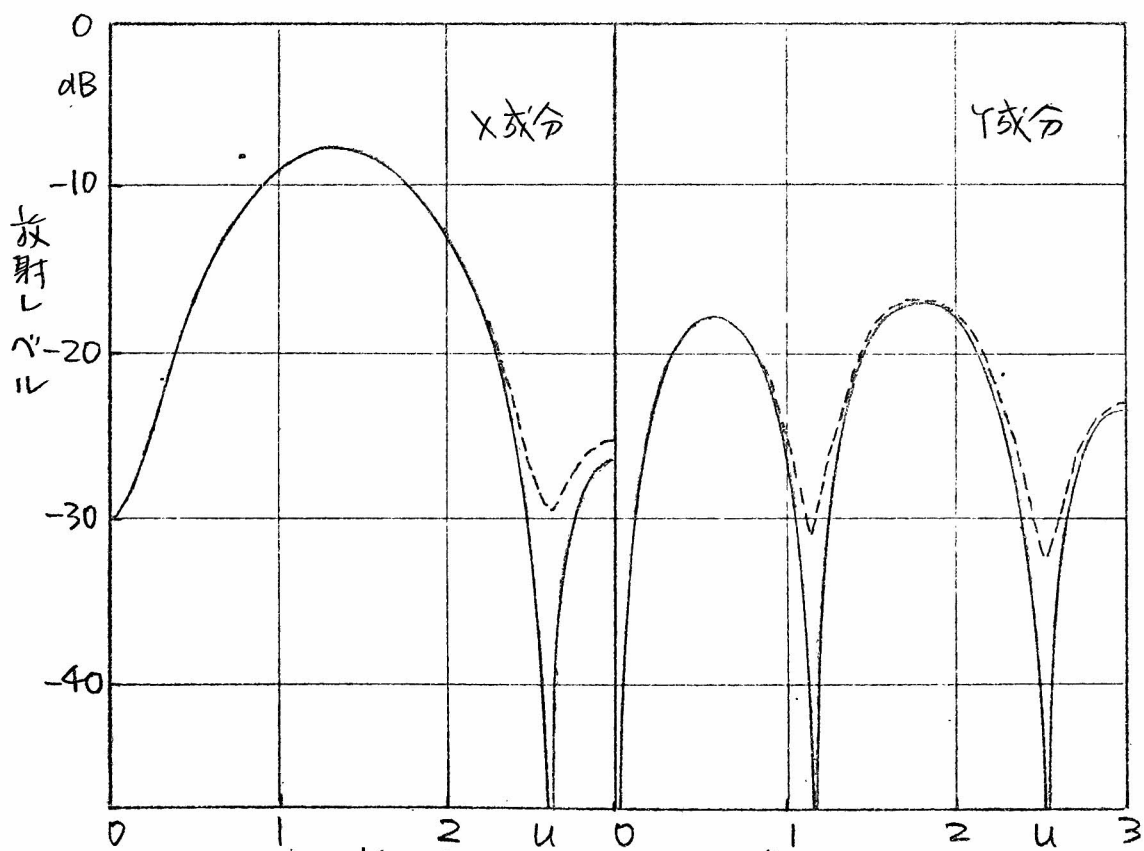


(b) YZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.2F 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TM₁₁Bモード励振)

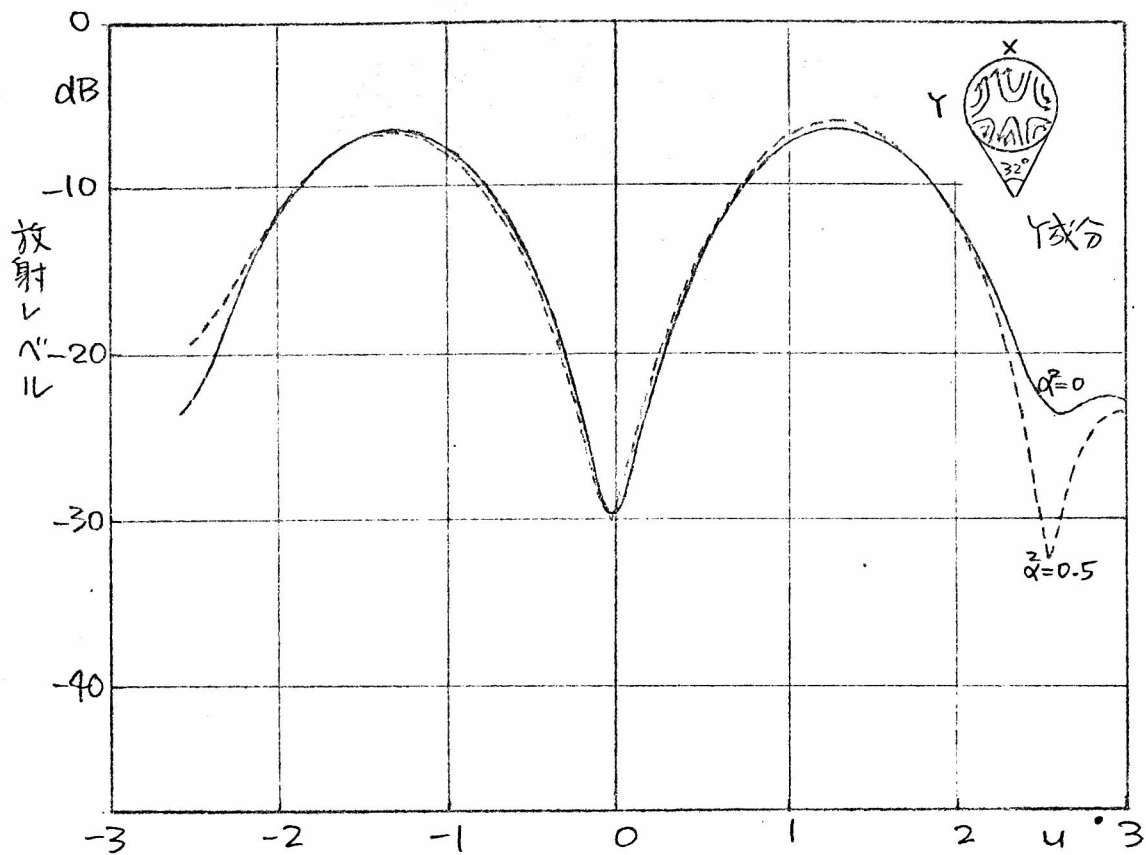


(a) xz面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

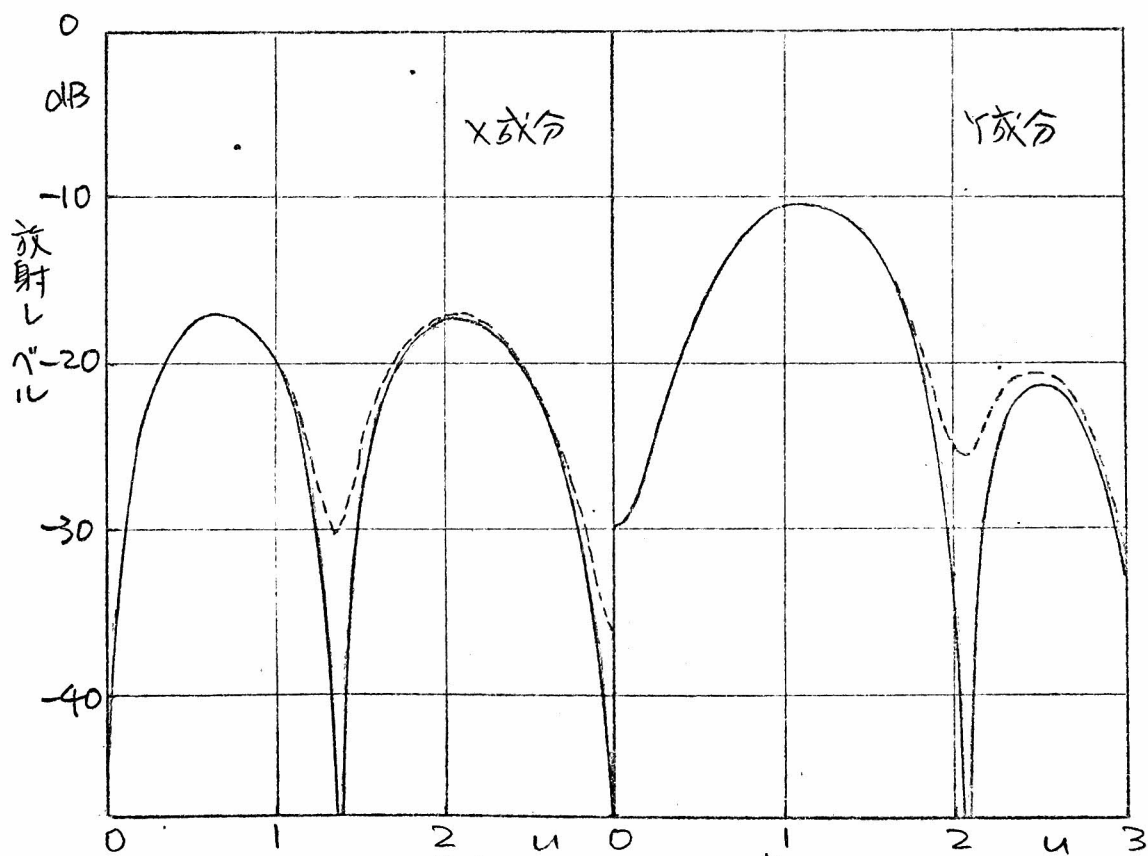


(b) yz面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.22 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TE₃₁モード励振)



(a) XZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)



(b) YZ面内パターン ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta$)

図3.23 円錐ホーンリフレクタアンテナ放射パターン (TE₃₁Bモード励振)

3.4 回転二次曲面鏡系の等価一般円錐ホーンリフレクタアンテナ

3.4.1 回転二次曲面鏡系

回転反射物面鏡や回転双曲面鏡は、カセグレンアンテナやパラボラアンテナの反射鏡として広く用いられている。これらは従来主として回転対称形であったが、最近副反射鏡によるブロッッキングを避けるために、オフセット形式にしたカセグレンアンテナや、一次放射器に円錐ホーンリフレクタアンテナを用いたカセグレンアンテナ^{(13), (14), (55)}などが考えられている。また、図3.24に示すように大形可動アンテナの受信機を地上に固定するために、一次放射器系に多くの鏡面から成る系を使用したアンテナ^{(22), (23), (24)}も考えられている。こうした複雑なアンテナの放射特性を厳密に計算することはむずかしい。理論的に検討された例は少ない。本節においては幾何光学的に考えればこうしたアンテナは全てホーンと単一の回転反射物面鏡からなる一般円錐ホーンリフレクタアンテナと等価であることを明らかにする。

回転二次曲面鏡からなるアンテナは図3.25に示すように円錐ホーンと二次曲面鏡からなる給電系および回転反射物面鏡の組合せである。

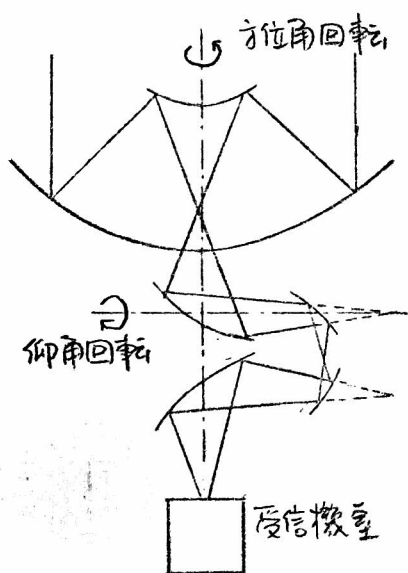


図3.24 4枚の鏡面を一次放射器系に用いたカセグレンアンテナ

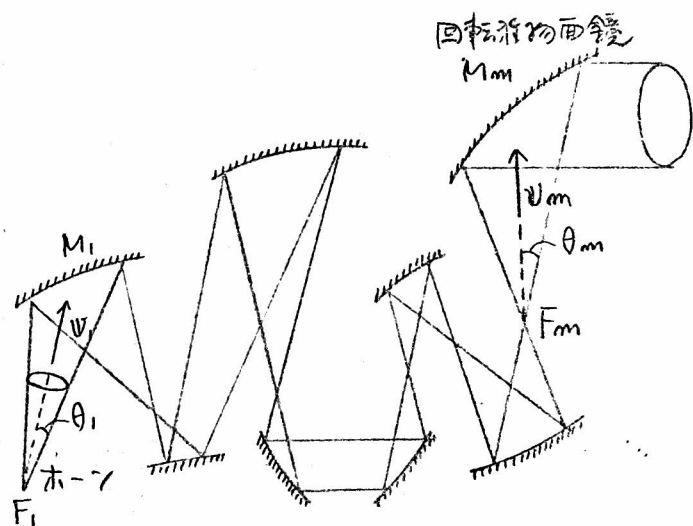
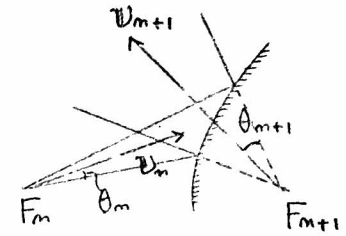
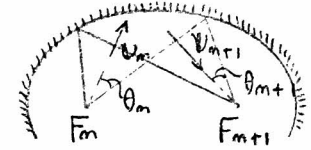


図3.25 回転二次曲面鏡系

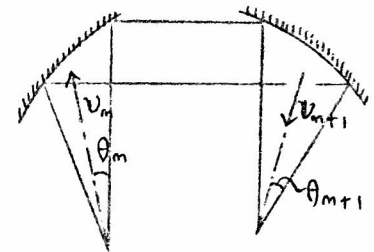
される。給電系の二次曲面鏡系の構成要素は図3.26に示すように、回転双曲面鏡、回転楕円面鏡および回転軸が平行な2枚の回転放物面鏡であって、これらの相隣り合う構成要素が一焦点を共有するように並べられている。



(a) 回転双曲面鏡



(b) 回転楕円面鏡



(c) 回転軸が平行な2枚の回転放物面鏡

これらの構成要素の一方の焦点を中心とする球面波は、鏡面で反射され、他方の焦点を中心とする球面波に変換されることはよく知られている。したがって 2. 章で述べたように、入射波面上の任意の曲線に接する電界ベクトルは、光線によって対応づけられ、反射波面上の曲線に接する電界ベクトルになる。各々の構成要素についてこのことが成り立つ

ので、図3.25の円鏡ホーンから放射された球面波面上に考えた直交曲線座標系に対応

図3.26 回転二次曲面鏡系の構成要素

する開口面上の曲線座標系は直交系になり、球面波面上で座標曲線に接している電界ベクトルは、開口面上の対応する座標曲線に接する。そしてこの座標系の対応の仕方が、系の構造によって異なるパラメータをもつ一般円鏡ホーンリフレクタアンテナの場合と同一であることを、以下に示す。

3.4.2 回転=非曲面鏡の性質.

3.4.2.1 回転放物面鏡

焦点から出た円錐に沿う光線が、回転放物面鏡で反射されると、軸に平行な円筒に沿うことば3.1節で述べた。

図3.27に示すように軸と O' で交わる開口面を考え、 O' より開口面と反射光線の交点の軌跡である円の中心に引くベクトルを P 、円の半径を r_a とする。円錐の中心軸に沿う単位ベクトルを \mathcal{V}_m 、半頂角を θ_m とすれば次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} P &= 2f_m \frac{\mathcal{V}_m \cos \epsilon_m \theta_m}{\cos \theta_m - \cos \epsilon_m} \\ r_a &= 2f_m \frac{\sin \theta_m}{\cos \theta_m - \cos \epsilon_m} \\ \cos \epsilon_m &= (\mathcal{V}_m \cdot \mathcal{R}_m) \end{aligned} \right\} \quad (3.63)$$

上式で f_m は回転放物面鏡の焦点距離、 \mathcal{R}_m は軸に沿った単位ベクトル、 ϵ_m は \mathcal{V}_m と \mathcal{R}_m の成す角である。この場合円錐の内部が \mathcal{R}_m を含む条件は(3.64)である。

$$\cos \theta_m - \cos \epsilon_m > 0 \quad (3.64)$$

逆に開口面上で軸から中心に引くベクトル P 、半径 r_a の円を通る光線が回転放物面鏡に入射した場合、反射光線は焦点を頂点とする円錐に沿うことになる。図3.28に示すように、円錐の中心軸に沿う単位ベクトルを \mathcal{V}_{m+1} 、半頂角を θ_{m+1} とすれば、(3.64)の条件を考慮して次の式が得られる。

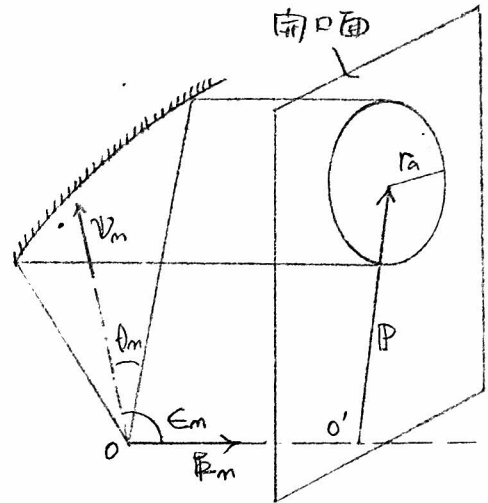


図3.27 回転放物面鏡

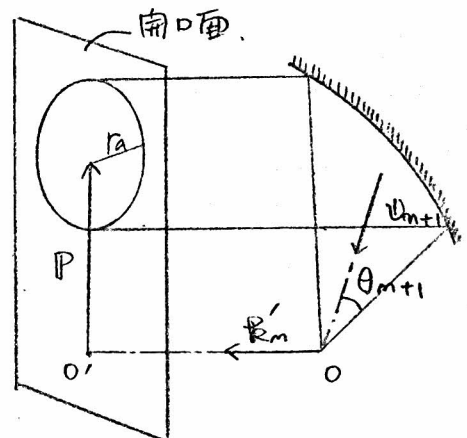


図3.28 回転放物面鏡

$$\left. \begin{aligned} w_{m+1} &= -\frac{1}{2} \{ X + (W-1) e_m' \} \\ \cos \theta_{m+1} &= \frac{W}{2} \\ \sin \theta_{m+1} &= \frac{Y}{2} \end{aligned} \right\} (3.65)$$

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{D}{2f_m'}, \quad Y = \frac{r_a}{2f_m'} \\ W &= \frac{1}{2} (X^2 - Y^2 + 1) \\ Z &= \sqrt{W^2 + Y^2} = \sqrt{X^2 + (W-1)^2} \end{aligned} \right\} (3.66)$$

ここで f_m' は回転反射面鏡の焦点距離, e_m' は軸に沿った単位ベクトルである。

3.4.2.2 回転軸が平行な2枚の回転反射面鏡

2枚の回転反射面鏡と入射光線の配置には図3.29のように4通りがある。2枚の鏡面を $M_m, M_{m'}$ で示し、 $\delta_m, \delta_{m'}$ は2回の反射を、光線が鏡面に当たって焦点と同じ側であれば +1、反対側であれば -1 とする。鏡面 $M_m, M_{m'}$ の焦点距離を $f_m, f_{m'}$ とし、焦点を F_m, F_{m+1} とする。入射光線は F_m を頂点とする半頂角 θ_m 、中心軸に沿う単位ベクトルが v_m の円錐に沿い、反射光線は F_{m+1} を頂点とし、半頂角 θ_{m+1} 、中心軸に沿う単位ベクトル v_{m+1} の円錐に沿う。

$M_m, M_{m'}$ の軸に沿う単位ベクトル $e_m, e_{m'}$ の方向は一致する。 F_m より F_{m+1} に向かうベクトルの e_m に垂直な成分を $z f_m d m$,

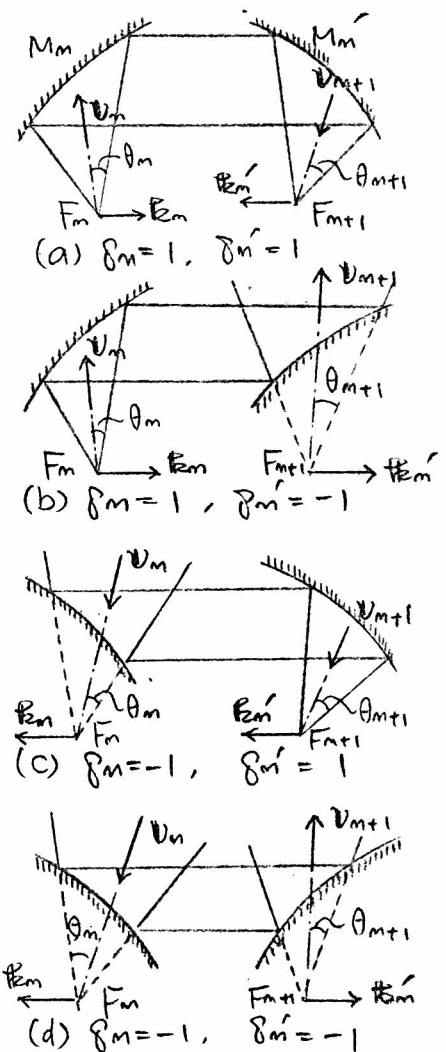


図3.29 2枚の回転反射面鏡

dl_m の絶対値を dl_m とかければ, v_{m+1} , θ_{m+1} は, v_m , θ_m より次式で求
められろ.

$$\left. \begin{aligned} v_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left[-\delta_m \delta'_m \{ v_m - (k_m - dl_m)(v_m \cdot k_m) \} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left\{ \frac{f_m}{f'_m} - \frac{f'_m}{f_m} (d_m^2 - 1) \right\} (v_m \cdot k_m) k_m \right. \\ &\quad \left. + \left[\delta'_m dl_m + \frac{\delta_m}{2} \left\{ \frac{f_m}{f'_m} + \frac{f'_m}{f_m} (d_m^2 - 1) \right\} k_m \right] \cos \theta_m \right] \\ \cos \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left[\frac{\delta_m}{2} \left\{ \frac{f_m}{f'_m} - \frac{f'_m}{f_m} (d_m^2 + 1) \right\} (v_m \cdot k_m) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left\{ \frac{f_m}{f'_m} + \frac{f'_m}{f_m} (d_m^2 + 1) \right\} \cos \theta_m \right] \\ \sin \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \cdot \sin \theta_m \end{aligned} \right\} \quad (3.67)$$

こゝで z_m は $\cos^2 \theta_{m+1} + \sin^2 \theta_{m+1} = 1$, $v_{m+1}^2 = 1$ を満足す。

3.4.2.3 回転楕円面鏡

回転楕円面鏡において, 一方の焦点より出た光線が他方の焦点を通つ
ことはよく知られていゝが, さらに一方の焦点を頂点とする円錐に沿う
入射光線は反射後他方の焦点を頂点とする円錐に沿うという性質がある。

このことを証明するため, 図3.30 に示すよ
うな楕円を考え, その長径を a , 離心率を e と
し, 二つの焦点を F_1, F_2 とする。 F_1 から F_2 に
向かう単位ベクトルを \hat{e} , それに直交する単位
ベクトルを \hat{i}, \hat{j} とする。 回転楕円面上に任意
の点 P をとり, F_1, F_2 から P に至る距離を r_1 ,
 r_2 , F_1, F_2 から P に向かう単位ベクトルを

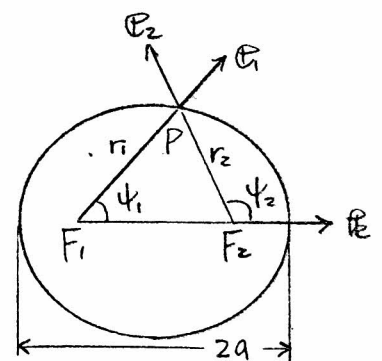


図3.30 回転楕円面

\hat{e}_1, \hat{e}_2 とする。 さて \hat{e}_1, \hat{e}_2 が \hat{e} となす角を ψ_1, ψ_2 とすれば, 次

の関係が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{a(1-e^2)}{1-e\cos\psi_1} \\ r_2 &= \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\psi_1} \end{aligned} \right\} (3.68)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= \sin\psi_1 \cos\vartheta \mathbf{i} + \sin\psi_1 \sin\vartheta \mathbf{j} + \cos\psi_1 \mathbf{k} \\ \mathbf{e}_2 &= \sin\psi_2 \cos\vartheta \mathbf{i} + \sin\psi_2 \sin\vartheta \mathbf{j} + \cos\psi_2 \mathbf{k} \end{aligned} \right\} (3.69)$$

$$r_1 \mathbf{e}_1 = 2ae \mathbf{k} + r_2 \mathbf{e}_2 \quad (3.70)$$

こゝで ϑ は F_1, F_2, P を含む面が \mathbf{i} と成す角である。(3.68), (3.69) を (3.70) に代入して整理すれば, ψ_1 と ψ_2 の間の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \cos\psi_1 &= \frac{\cos\psi_2 + R}{1 + R \cos\psi_2} \\ \sin\psi_1 &= \frac{\sqrt{1-R^2} \sin\psi_2}{1 + R \cos\psi_2} \\ R &= \frac{2e}{1+e^2} \end{aligned} \right\} (3.71)$$

次に \mathbf{v}_1 を任意の単位ベクトル, θ_1 を定数として

$$(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{e}_1) = \cos\theta_1 \quad (3.72)$$

との関係が成るとする。 \mathbf{v}_1 は単位ベクトルであるから

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{v}_1 &= \alpha_1 \mathbf{i} + \beta_1 \mathbf{j} + \gamma_1 \mathbf{k} \\ \alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2 &= 1 \end{aligned} \right\} (3.73)$$

である。これと (3.69) および (3.72) より次の結果が得られる。

$$(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{e}_1) = \alpha_1 \sin\psi_1 \cos\vartheta + \beta_1 \sin\psi_1 \sin\vartheta + \gamma_1 \cos\psi_1 = \cos\theta_1 \quad (3.74)$$

これに (3.71) を代入して, ψ_1 と ψ_2 にのみよる式と

$$\cos\theta_1 = \frac{\sqrt{1-R^2} \sin\psi_2}{1 + R \cos\psi_2} (\alpha_1 \cos\vartheta + \beta_1 \sin\vartheta) + \gamma_1 \frac{\cos\psi_2 + R}{1 + R \cos\psi_2} \quad (3.75)$$

となる。この式を整理して, \mathbf{v}_2, θ_2 を次のように定める。

$$v_2 = \alpha_2 \hat{i} + \beta_2 \hat{j} + \gamma_2 \hat{k}$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{z} \alpha_1$$

$$\beta_2 = \frac{1}{z} \beta_1$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{z} \frac{\gamma_1 - k \cos \theta_1}{\sqrt{1 - k^2}}$$

$$z^2 = \alpha_1^2 + \beta_1^2 + \left(\frac{\gamma_1 - k \cos \theta_1}{\sqrt{1 - k^2}} \right)^2$$

$$= \left(\frac{\cos \theta_1 - k \gamma_1}{\sqrt{1 - k^2}} \right)^2 + \sin^2 \theta_1$$

$$\cos \theta_2 = \frac{1}{z} \left(\frac{\cos \theta_1 - k \gamma_1}{\sqrt{1 - k^2}} \right)$$

(3.76)

このとき v_2, θ_2 は v_1 に対して θ_1 から生ずる反射係数を k とする。

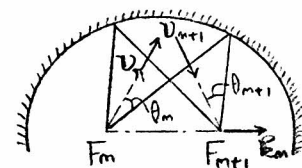
$$(v_2 \cdot \hat{e}_2) = \cos \theta_2$$

(3.77)

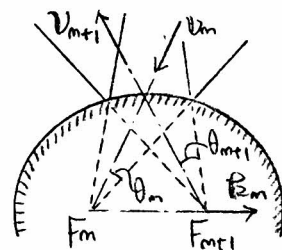
の関係が成り立つ。すなわち、 F_1 を出て中心軸に沿う単位ベクトルが v_1 、半頂角 θ_1 の円錐に沿う光線は反射後、中心軸に沿う単位ベクトル v_2 、半頂角 θ_2 の円錐に沿う。

回転=次曲面鏡系の構成要素として、

図3.31に示すような回転楕円面鏡を考え、入射光線上にある焦点を F_m 、反射光線上にある焦点を F_{m+1} 、 F_m から F_{m+1} に向かう単位ベクトルを \hat{e}_m とする。入射光線の沿う円錐の中心軸に沿う単位ベクトルを v_m 、半頂角を θ_m 、反射光線の沿う円錐のそれらを v_{m+1} 、 θ_{m+1} とする。



(a) $g_m = 1$



(b) $g_m = -1$

図3.31 回転楕円面鏡

鏡面と光線の配置には図3.33の2通りがあるので、パラメータ δ_m の値を光線が鏡面に對して焦点と同じ側にある場合は +1, 反対側にある場合 -1 とする。このとき楕円の離心率を e_m とすれば、

$$\left. \begin{aligned} k_m &= \frac{2\delta_m e_m}{1 + e_m^2} \\ \sqrt{1 - k_m^2} &= \frac{1 - e_m^2}{1 + e_m^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.78)$$

を用いて、 v_{m+1}, θ_{m+1} が v_m, θ_m より次式で導かれる。

$$\left. \begin{aligned} v_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left\{ -v_m + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - k_m^2}}\right) (v_m \cdot k_m) k_m \right. \\ &\quad \left. - \frac{k_m}{\sqrt{1 - k_m^2}} k_m \cdot \cos \theta_m \right\} \\ \cos \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left\{ -\frac{k_m}{\sqrt{1 - k_m^2}} (v_m \cdot k_m) + \frac{1}{\sqrt{1 - k_m^2}} \cos \theta_m \right\} \\ \sin \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \cdot \sin \theta_m \end{aligned} \right\} \quad (3.79)$$

この場合も z_m は $\cos^2 \theta_{m+1} + \sin^2 \theta_{m+1} = 1, v_{m+1}^2 = 1$ を満足する。

3.4.2.4 回転双曲面鏡

回転双曲面鏡の場合も、回転楕円鏡の場合について述べた性質がある。鏡面と光線の配置には図3.32の4通りの場合がある。しかし δ_m を、光線が鏡面の凹面側にある場合に +1, 凸面側にある場合 -1 の値をとるパラメータとすれば、いずれの場合についても、以下の式で、 u_{m+1}, θ_{m+1} が求まる。

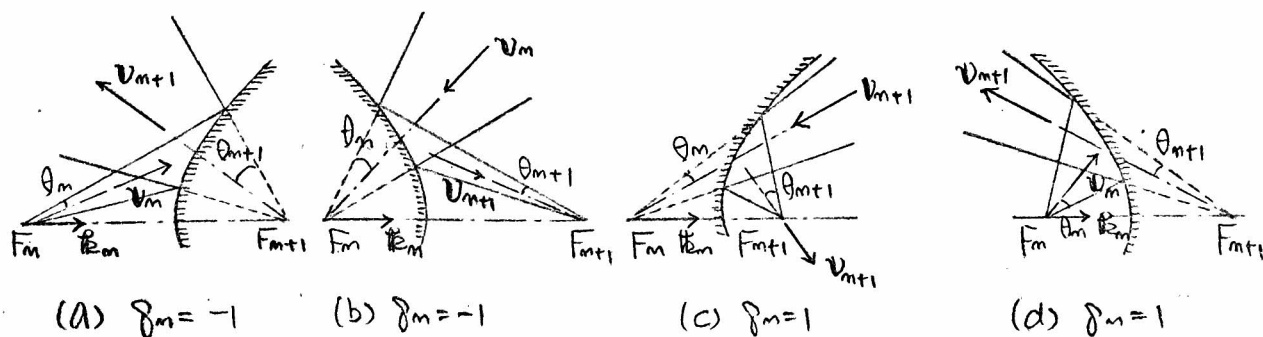


図3.32 回転双曲面鏡

円柱双曲面鏡の離心率を e_m とし

$$\left. \begin{aligned} k_m &= -\frac{2\delta_m e_m}{1+e_m^2} \\ \sqrt{1-k_m^2} &= \frac{e_m^2-1}{e_m^2+1} \end{aligned} \right\} \quad (3.80)$$

を用い

$$\left. \begin{aligned} v_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left\{ v_m - \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-k_m^2}}\right) (v_m \cdot k_m) k_m \right. \\ &\quad \left. + \frac{k_m}{\sqrt{1-k_m^2}} k_m \cos \theta_m \right\} \\ \cos \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \left\{ -\frac{k_m}{\sqrt{1-k_m^2}} (v_m \cdot k_m) + \frac{1}{\sqrt{1-k_m^2}} \cos \theta_m \right\} \\ \sin \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \sin \theta_m \end{aligned} \right\} \quad (3.81)$$

である。この場合も z_m は $\cos^2 \theta_{m+1} + \sin^2 \theta_{m+1} = 1$, $v_{m+1}^2 = 1$ を満足する。

3.4.3 等価一般円錐ホーンリフレクタアンテナ

3.4.2 に述べたように、図3.25 に示した回転二次曲面鏡系の全ての構成要素について、 v_m, θ_m と v_{m+1}, θ_{m+1} の間の関係は次のようにかけつ。

$$\left. \begin{aligned} v_{m+1} &= \frac{1}{z_m} (A_m \cdot v_m + b_m \cos \theta_m) \\ \cos \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} (a_m \cdot v_m + b_m \cos \theta_m) \\ \sin \theta_{m+1} &= \frac{1}{z_m} \sin \theta_m \end{aligned} \right\} (3.82)$$

ここで z_m は $\cos^2 \theta_{m+1} + \sin^2 \theta_{m+1} = 1$, $v_{m+1}^2 = 1$ を満足する。また、 A_m はダイヤダイヤス⁽⁵¹⁾、 b_m, a_m はベクトル、 b_m はスカラーで、これらは全て鏡面の形や配置で表す量である。図3.25 の系については上式を各要素に適用することにより、次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} v_m &= \frac{1}{z} (A \cdot v_1 + b \cos \theta_1) \\ \cos \theta_m &= \frac{1}{z} (a \cdot v_1 + b \cos \theta_1) \\ \sin \theta_m &= \frac{1}{z} \cdot \sin \theta_1 \end{aligned} \right\} (3.83)$$

ここで A, b, a, b は系の構成要素の形と配置で表す量で、次式で表わされる。

$$\begin{pmatrix} A & b \\ a & b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{m-1} & b_{m-1} \\ a_{m-1} & b_{m-1} \end{pmatrix} \cdots \cdots \begin{pmatrix} A_1 & b_1 \\ a_1 & b_1 \end{pmatrix} \quad (3.84)$$

またそれは $\cos^2 \theta_m + \sin^2 \theta_m = 1$, $v_m^2 = 1$ を満足する。したがって

$$v_m^2 = \cos^2 \theta_m + \sin^2 \theta_m \quad (3.85)$$

の両辺に (3.83) を代入すれば次の関係があることがわかる。

$$\left. \begin{aligned} A^t \cdot A &= I + a a \\ b \cdot A &= b a \\ b^2 &= b^2 - 1 \end{aligned} \right\} (3.86)$$

$\Sigma = \Sigma'$ は恒等テンソルである。

図 3.25 の最後の鏡面 M_m が回転反射面鏡であれば、軸に沿う単位ベクトルを \hat{e}_m , 焦点距離を f_m とし、(3.83) を (3.63) に代入して整理すれば、次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} P &= 2f \left\{ \frac{V - (V \cdot \hat{e}_m) \hat{e}_m}{\cos \theta_1 - (V \cdot \hat{e}_m)} + d \right\} \\ r &= 2f \frac{\sin \theta_1}{\cos \theta_1 - (V \cdot \hat{e}_m)} \end{aligned} \right\} \quad (3.87)$$

$\Sigma = \Sigma''$

$$\left. \begin{aligned} f &= \frac{f_m}{b - (b \cdot \hat{e}_m)} \\ d &= b - (b \cdot \hat{e}_m) \hat{e}_m \end{aligned} \right\} \quad (3.88)$$

であり、また

$$V = L \cdot V_1 \quad (3.89)$$

である。上式の L は A, b, a, b, \hat{e}_m から成るテンソルである。次の形になる。

$$\left. \begin{aligned} L &= (\mathbb{I} - \hat{e}_m \hat{e}_m) \cdot (A + bC) + \hat{e}_m C \\ C &= \frac{\hat{e}_m \cdot A - a}{b - b \cdot \hat{e}_m} \end{aligned} \right\} \quad (3.90)$$

よって、(3.90) の L の定義式から $L^t \cdot L$ を求めると

$$\begin{aligned} L^t \cdot L &= A^t \cdot A + C b \cdot A + A^t \cdot b C + C b^2 C \\ &\quad - (A^t + C b) \cdot \hat{e}_m \hat{e}_m \cdot (A + b C) + C C \end{aligned} \quad (3.91)$$

となるが、これに (3.86) の関係を適用すれば、

$$L^t \cdot L = \mathbb{I} + (a + b C)(a + b C) - (A^t + C b) \cdot \hat{e}_m \hat{e}_m \cdot (A + b C) \quad (3.92)$$

となる。 (3.90) の C の定義式から、

$$a + bC = a + b \frac{f_{em}A - a}{b - (b \cdot f_{em})} = \frac{b f_{em}A - (b \cdot f_{em})a}{b - (b \cdot f_{em})} \quad (3.93)$$

$$\begin{aligned} f_{em}(A + bC) &= f_{em}A + (f_{em}b) \frac{f_{em}A - a}{b - (b \cdot f_{em})} = \frac{b f_{em}A - (b \cdot f_{em})a}{b - (b \cdot f_{em})} \\ &= a + bC \quad (3.94) \end{aligned}$$

と成る。これを (3.91) に代入すれば、結局次の関係が得られる。

$$L^T L = I \quad (3.95)$$

すなわち、 L は直交変換を示すユニタリクスであるから、(3.89) において U が単位ベクトルであれば、 V もまた単位ベクトルである。(3.87) の結果は図 3.25 の回転二次曲面鏡系が半頂角 θ_1 、中心軸に沿う単位ベクトル U の円錐ホーンと、焦点距離 f の回転放物面鏡から成る一般円錐ホーンリフレクタアンテナと等価であることを示している。なお θ_1 との系の最終の回転放物面鏡に対し、等価一般円錐ホーンリフレクタアンテナの焦点は $2f$ だけ偏位し、また給電ホーンの頂点を原点とする座標系は、(3.89) で示される直交変換を受けることがわかる。

3.5 結論

円錐ホーンリフレクタアンテナにおいて、円錐ホーンの軸と回転反射物面鏡の軸の成す角を ϵ とすると、従来の研究は $\epsilon = 90^\circ$ の場合についてのみであったので、 ϵ が任意の場合についてこれを一般円錐ホーンリフレクタアンテナと呼び理論的考察を行った。

一般円錐ホーンリフレクタアンテナの形は、通常の円錐ホーンリフレクタアンテナと同じく、開口は円であり、円錐ホーン、回転反射物面鏡、開口をとおう円筒部の交線はそれぞれ平面上にある。

このアンテナを円形導波管の任意のエードおよび偏波で励振したときの任意の点における利得函数を求め、それを用いて放射特性を論じた。利得函数は一般に、励振するエード、偏波、測定点の方向を示す ρ, θ, ϕ 、距離を示す $r = \alpha^2, \epsilon$ 、回転反射物面鏡の焦点距離 f 、円錐ホーンの半頂角 θ_0 の函数である。

基本エードで励振した場合の無限遠における利得は、 $\epsilon = 90^\circ$ の場合の値に ϵ のみを含む因子をかけた得られる。これはフレネル領域においてもよく成立つ。 ϵ が任意の場合の放射パターンを計算し、その変化を明らかにした。衛星搭載用アンテナとして円錐ホーンリフレクタアンテナを用いる場合、円筒形で励振するとホーンの軸に垂直な面内で、ビームの方向がずれることは従来より知られている。しかし定量的に示された例はないので、計算を行った。ビームのずれと θ_0 中の比は、円錐ホーンの半頂角 θ_0 に比例し、その比例定数は ϵ が増加すると減りすることを明らかにした。

ホーンリフレクタアンテナを使用する際には、周波数帯を共用するためや、伝送損失を小さくするために管径の大きい高次モードが伝播し得る導波管と共に用いることが多い。高次モードで励振したときの放射特性

性については、TM₀モードについての例があるだけであつた。Eとの関係も含めて検討した。その結果、基本モードで励振した場合の利得を基準とした、高次モード TE/TM_{mm}モードで励振した場合の正面方向利得 Q_{mm} についても、 $E=90^\circ$ の場合の値がわかれは、Eとモードの次数 m の4を含む因子をそれにかけ、任意のEに対する Q_{mm} の値を算出することが出来る。これはフレネル領域においてもよく成立する。

$E=90^\circ$ の場合の無限遠における Q_{mm} は、モードにも、これを2乗した値と、円錐ホーンの手頂角 θ_0 とモードの次数 m の4を含む因子の積によって精度よく近似出来る。 m が大きい場合、 θ_0 が減りすると Q_{mm} は急激に減りする。またいくつかの高次モードについて、放射パターンを計算し、距離の影響も含めてその形を明らかにした。

円錐ホーンリフレクタアンテナは単体としてだけでなく、衛星通信地球局用のカセグレンアンテナの一次放射器として用いられることが多い。またさらに多くの鏡面から成る一次放射器系も使用されているが、これらについての理論的検討はなされていない。そこで、円錐ホーンと多くの回転二次曲面鏡、および回転反射物面鏡から成る系について幾何光学的な検討を行ない、こうした系が単一の円錐ホーンと1枚の回転反射物面鏡から成る一般円錐ホーンリフレクタアンテナと等価であることを明らかにした。これは従来回転反射物カセグレンアンテナについてよく知られている等価回路⁽⁵²⁾の概念の拡張である。実際に多くの鏡面から成る系においては、各鏡面間の回折によって照度分布が変化するので、この結果は近似的にしか応用できないが、系の非対称性を含めて考えられるので、複雑な系の動作を理解するのに便利なものである。

4. 成形ビームホーンリフレクタアンテナ

衛星通信方式が、地球上の成る部分を対象とする地域通信や、地域放送に用いられるようになると、衛星に搭載されるアンテナとしては、放射電力を有効に利用し、不要な方向へ電波が放射されないように、希望する地域のみを覆うビームもつことが望まれる⁽²⁸⁾。このような用途に適したアンテナとして、ホーンと特殊な形の鏡面から成る成形ビームホーンリフレクタアンテナについて述べる。

成形ビームアンテナは従来主としてレーダ用アンテナとして研究されてきたが、第二次世界大戦中に種々の形式が開発されて⁽²⁹⁾いる。また、その後与えられた放射パターン⁽³²⁾の形から、開口面上の電界分布を決定する理論⁽³²⁾について知られて多くの論文が発表されている。ビーム成形の問題はすなわち開口面上の電界の振幅、位相の分布を決定する問題であるが、実際には開口面上の振幅、位相分布が与えられても、それを実現することがおつかしい。これに対して A. S. Dunbar の Doubly Curved Reflector⁽³⁰⁾ は、一つの面内でビームを希望する形にするために、その面内の鏡面の断面の曲線を、一次放射器の放射パターンと、希望する放射パターンから幾何光学的に決定する方法である。ビーム成形を行なう面に直交する面の断面は、できるだけ鋭いビームが得られるように、放物線となつて⁽³¹⁾いる。この方法は鏡面の形状を直接決定できる点で実用的であるが、最初に述べたような成る地域を覆うような2次元の成形ビームを得ることはおわめておつかしい。

本章では、アンテナから放射される電波の波面に注目し、希望するビームの形に合った波面の形について解析し、それを構成する方法を述べる。鏡面の形状はその断面から光路差一定の原理により決定される。実際

に与えられる放射パターンは、鏡面上の電流分布からの放射電界を計算し、
そのため、幾何学的に与えられたパラメータの値を補正する。円鏡ホーンか
ら放射された電波は、全て鏡面で反射されるので、全体として有効放射
電力が増大する。

具体例として、静止軌道上から日本列島のみを照射する三角形の断面
のビームをもつ、成形ビームホーンリフレクタアンテナについて行なっ
た計算の結果を示す。

4-1 鏡面の形状

4.1.1 被面の解析

通常の回転円筒面反射鏡は、幾何光学的に考えれば、一焦点から出た球面波を平面波に変換する。逆に平面波と球面波の中心を同じ鏡面上の一焦点から考えれば、光路長一定の原則により、鏡面上の他の点の座標が求まる。同様に1つ通常の形の被面が与えられれば、それを實現するような鏡面を定めることが可能⁽⁵³⁾である。

希望する形の断面をもつビームを得るためには、被面と1つ球面波の一部を考え、その周面をビーム断面の形に一致せしめることが考えられる。しかしこの場合、鏡面の外形は球面波の周面の曲線から自動的に決まり、給電ホーンから放射される電力の一部が後方に流れ、有効に利用されない。また実際に得られる球面波の各部における電界強度は一定でないから、ビームの形は希望したものとは異なったものとなる。

そこで被面を中央部と周辺部に分け、中央部は上述の球面波の一部とし、周辺部は被面を考え、位置に關係なく常に中央部の周面に沿った一定の中の部分となるような形にする。このような形にすれば、幾何光学的に考えれば、中央部のエネルギーは希望する地域内に照射され、周辺部のエネルギーはその地域の境界線に集中されることになる。

このような被面が存在し得ることは、球面波の中心においては、中央部が点となり、周辺部の4つの曲面が形成される。この曲面上の各点における法線の向きは、常に原焦点の周面の点における法線のどれかに一致しなければならない。連続な曲面でこのような条件を満足するのは円を頂点とする錐面のみである。したがって任意の位置での被面は、中央部が球面波の一部であり、周辺部が錐面であるような曲面である。

波面の形を表わすために
 図4.1に示す直交座標系
 x, y . または極座標系
 r, θ, φ を定義し, 与え
 られた座標曲線に沿った単位
 ベクトルを $\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_\varphi$ とする。○

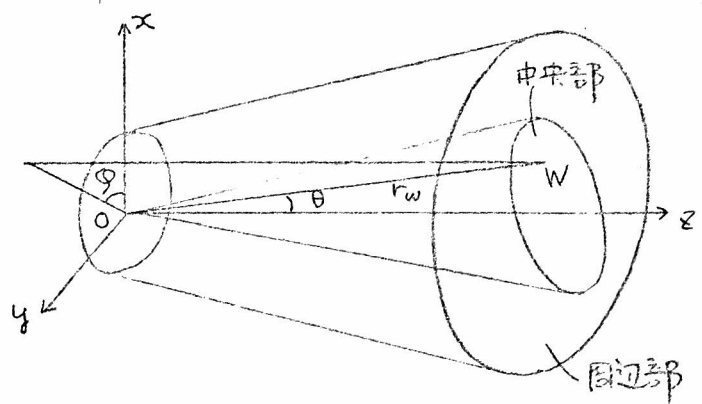


図4.1 波面の構造

から波面上の点 W に至るベクトル W は, 波面の中央部が球面波であるか, 式(4.1)で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} W &= r_w \hat{e}_r \quad r_w: \text{一定} \\ \hat{e}_r &= \sin\theta \cos\varphi \hat{i} + \sin\theta \sin\varphi \hat{j} + \cos\theta \hat{k} \end{aligned} \right\} (4-1)$$

波面の進行方向すなわち波面の法線に沿う単位ベクトルは, \hat{e}_r である。
 中央部の周囲の曲線は, θ を φ の関数として与えられる。

次に W が波面の周辺部にある場合, W を通る線織面の曲線に沿った単位ベクトルを \hat{e}_s , その曲線が中央部の周囲の曲線と交わる点と W の距離を s とすると, W は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} W &= r_w \hat{e}_r + s \hat{e}_s \\ \hat{e}_s &: \text{波面の単位法線ベクトル} \end{aligned} \right\} (4-2)$$

\hat{e}_s は, W を通る曲線の上方は一定であり, したがってこの曲線が中央部の周囲の曲線と交わる点における \hat{e}_r と一致してはならない。

θ', φ' を次の式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} \hat{e}_r' &= \sin\theta' \cos\varphi' \hat{i} + \sin\theta' \sin\varphi' \hat{j} + \cos\theta' \hat{k} \\ \hat{e}_\theta' &= \cos\theta' \cos\varphi' \hat{i} + \cos\theta' \sin\varphi' \hat{j} - \sin\theta' \hat{k} = \hat{e}_s \\ \hat{e}_\varphi' &= -\sin\varphi' \hat{i} + \cos\varphi' \hat{j} \end{aligned} \right\} (4-3)$$

この θ' , φ' を φ の関数として求めれば、同被面から、 φ を $\varphi' + \chi$ として表すことができる。この関係は、被面の単位法線ベクトル m が、 rw の値に因る $r \in \mathbb{R}$ と一致するといふことが知られる。

$$m = \frac{\partial W}{\partial s} \times \frac{\partial W}{\partial \varphi} / \left| \frac{\partial W}{\partial s} \times \frac{\partial W}{\partial \varphi} \right|$$

$$= \mathbb{E}_s \times (rw \frac{dm}{d\varphi} + s \frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi}) / \left| \mathbb{E}_s \times (rw \frac{dm}{d\varphi} + s \frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi}) \right| = \mathbb{E}_r \quad (4.4)$$

(4.3) に s, τ

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi} &= (-\mathbb{E}_r' \frac{d\theta'}{d\varphi} + \cos\theta' \mathbb{E}_{\varphi}') \frac{d\varphi'}{d\varphi} \\ \mathbb{E}_s \times \mathbb{E}_r' &= -\mathbb{E}_{\varphi}' \\ \mathbb{E}_s \times \mathbb{E}_{\varphi}' &= \mathbb{E}_r' \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

が成り立つから、 $\frac{d\varphi'}{d\varphi} \geq 0$, $rw=0$ の場合について考えると (4.4) は次の形式になる。

$$\mathbb{E}_r = (\cos\theta' \mathbb{E}_r' + \frac{d\theta'}{d\varphi'} \mathbb{E}_{\varphi}') / \sqrt{\cos^2\theta' + (\frac{d\theta'}{d\varphi'})^2} \quad (4.6)$$

これを各成分に分解して整理すると次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \tan\varphi &= \frac{\cos\theta' \sin\theta' \sin\varphi' + \frac{d\theta'}{d\varphi'} \cos\varphi'}{\cos\theta' \sin\theta' \cos\varphi' - \frac{d\theta'}{d\varphi'} \sin\varphi'} \\ \cos\theta &= \frac{\cos^2\theta'}{\sqrt{\cos^2\theta' + (\frac{d\theta'}{d\varphi'})^2}} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

すなわち $\tan\chi$ の量を

$$\tan\chi = \frac{\frac{d\theta'}{d\varphi'}}{\cos\theta' \sin\theta'} = \frac{d}{d\varphi'} (\log \tan\theta') \quad (4.8)$$

を定義して (4.7) に代入すれば、

$$\left. \begin{aligned} \tan\varphi &= \frac{\tan\varphi' + \tan\chi}{1 - \tan\varphi' \tan\chi} = \tan(\varphi' + \chi) \\ \tan\theta &= \tan\theta' \sec\chi \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

が得られる。

したがって

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \varphi - \varphi' \\ \tan \theta' &= \tan \theta \cos \chi \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

という結果になり、これを (4.8) に代入すれば

$$\begin{aligned} \tan \chi &= \frac{d}{d\varphi} \{ \log(\tan \theta \cos \chi) \} \\ &= \left\{ \frac{d}{d\varphi} (\log \tan \theta) - \tan \chi \right\} \frac{d\varphi}{d\varphi'} + \tan \chi \quad (4.11) \end{aligned}$$

よって、結局

$$\tan \chi = \frac{d}{d\varphi} (\log \tan \theta) \quad (4.12)$$

である。これから、中央部の周囲の曲線の方程式 $\theta(\varphi)$ が与えられれば

(4.12) に従って χ が求まり、(4.10) より φ' を φ と θ の関数

として表す。なお (4.4) が任意の r に対して成り立つことは、

$m = \mathbb{R}$ であるので、 $\frac{dm}{d\varphi}$ が \mathbb{R} に直交するベクトル \mathbb{E}_s であり、 $\frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi}$ の一次結合で表わされることから明らかである。

また \mathbb{E}_s が曲面の進行方向に垂直であることは当然であるから、中央部の周囲の曲線にも直交する。なぜならば、

$$\mathbb{E}_s \cdot \mathbb{E}_r = 0 \quad (4.13)$$

であるから、 φ で両辺を微分すれば

$$\frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi} \cdot \mathbb{E}_r + \mathbb{E}_s \cdot \frac{\partial \mathbb{E}_r}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.14)$$

よって、(4.4) より明らかになるように \mathbb{E}_r は $\frac{d\mathbb{E}_s}{d\varphi}$ とも直交する。したがって

$$\mathbb{E}_s \cdot \frac{\partial \mathbb{E}_r}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.15)$$

となり、 \mathbb{E}_s は中央部の周囲の曲線に接するベクトル $\frac{\partial \mathbb{E}_r}{\partial \varphi}$ と直交している。

したがって、曲面の周辺部の曲面は、中央部の周囲の曲線を準線とし、

その曲線の接線と曲面の進行方向の両方に垂直な直線を母線とする線織面である。

$\frac{d\vartheta'}{d\vartheta} \geq 0$ は断面がねじれずに決まっている条件であつたが、この条件は、
 $\frac{d\chi}{d\vartheta} \leq 1$ と同じである。(4.12)よりこの条件は次のようにも表わさ
 2.

$$\frac{d^2}{d\vartheta^2}(\log \tan \theta) \leq 1 + \left\{ \frac{d}{d\vartheta}(\log \tan \theta) \right\}^2 \quad (4.16)$$

4.1.2 被面の構成

これまでに述べた通りに ビーウの断面を表わす角数 $\theta(\vartheta)$ が与え
 られたとき、もしこれが (4.16) の条件を満足していれば、(4.12)、
 (4.10) によつて被面の形が定まる。

実際に応用される場合を考えると、
 ビーウ断面の形としては、図4.2に
 示すように多角形に近い形で、その頂
 点の位置だけが意味をもつ場合が多い。
 こうした場合の被面の構成法について
 述べる。

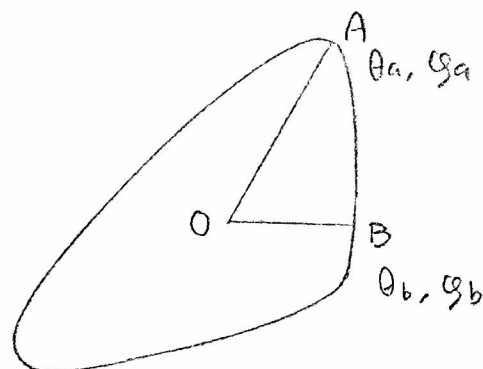


図4.2 ビーウの断面

一つの頂点 A および ビーウの中心 O からの距離が極小となる点 B は、
 θ が ϑ について極値をとる点にあつたので、(4.12) より $\tan \chi = 0$ 。
 すなわち $\vartheta = \vartheta'$ となる。したがつて、問題は

$$\left. \begin{array}{l} \vartheta = \vartheta_a \quad \text{で} \quad \vartheta' = \vartheta_a, \quad \theta = \theta_a \\ \vartheta = \vartheta_b \quad \text{で} \quad \vartheta' = \vartheta_b, \quad \theta = \theta_b \end{array} \right\} \quad (4.17)$$

となる ϑ の関数 ϑ' を求めることにする。

$\chi = \vartheta - \vartheta'$ の形として (4.18) および
 図4.3に示すような一次形を考えよう。

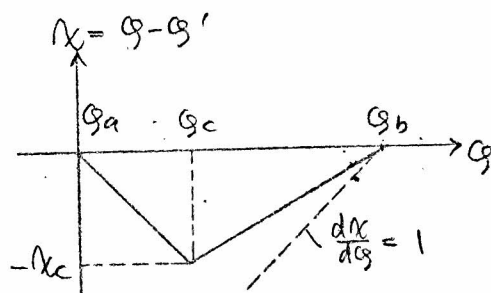


図4.3 $\chi = \vartheta - \vartheta'$ の形

$$\left. \begin{aligned} \lambda_c &= \frac{\lambda_c}{g_a - g_c} (g - g_a) & g_a \leq g \leq g_c \\ &= \frac{\lambda_c}{g_b - g_c} (g - g_b) & g_c \leq g \leq g_b \end{aligned} \right\} (4.18)$$

== 必要(条件)は (4.19) である。

$$\left. \begin{aligned} g_a &< g_c < g_b \\ \frac{\lambda_c}{g_b - g_c} &\leq 1 \end{aligned} \right\} (4.19)$$

(4.12) に f, z

$$\int_{g_a}^{g_b} \tan \lambda \, dg = \log \left(\frac{\tan \theta_b}{\tan \theta_a} \right) \quad (4.20)$$

また (4.18) に f, z

$$\int_{g_a}^{g_b} \tan \lambda \, dg = \frac{g_b - g_a}{\lambda_c} \log \cos \lambda_c \quad (4.21)$$

この両式より λ_c を求める超越方程式が得られる。

$$\cos \lambda_c = \left(\frac{\tan \theta_b}{\tan \theta_a} \right)^{\frac{\lambda_c}{g_b - g_a}} \quad (4.22)$$

(4.19) の条件があるので。

(4.22) が 0 以外の解をもつ

のは、図 4.4 から明らかになるように。

うに。

$$\cos(g_b - g_a) < \left(\frac{\tan \theta_b}{\tan \theta_a} \right) \quad (4.23)$$

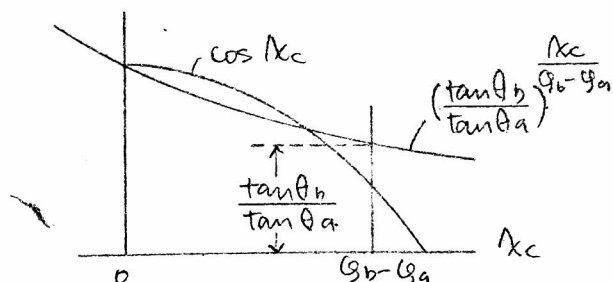


図 4.4 λ_c を求める方程式の解

の場合のみである。(4.22) より λ_c を求める。(4.19) を満足するような適当な g_c を選べば、(4.18) が成り立つ。

以上述べたのは $g_b > g_a$ の場合であるが、 $g_b < g_a$ の場合も、符号を考慮すれば同じようにして λ_c が求まる。また $g_b - g_a = \pi$ のとき (4.23) は常に成立するので、任意の θ_a, θ_b について (4.18) が成り立つ。

多角形の隣合う2頂点を図4.5に示すようにA, A'とすれば, その途中でOからの距離が最小となる点Bについては, (4.23)の条件がある. したがってBはOA, OA'を直線とする四角の対角にわけられるからない.

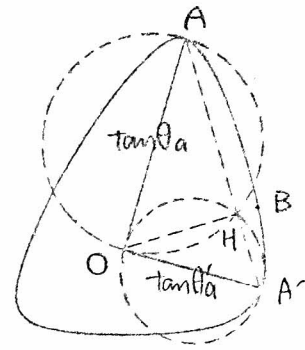


図4.5 B-Oの中心からの距離が最小となる点B

以上のようにしてθが求まれば,

$$\tan \theta = \exp \left(\int \tan \chi \, d\chi \right) \quad (4.24)$$

によってθが求まり, (4.10)でθ', φ'が求められる.

4.1.3 鏡面の決定

点波源から出る球面波を, (4.17), (4.2)で表わされる波面に変換する鏡面は「光路一定の原理」によって求められることができる.

図4.6の座標系を考え, Oから鏡面上の点Mに至るベクトルをM, 点波源Fに至るベクトルをF, 波面上の点Wに至るベクトルをWとすれば, Wはすでに述べたように式で表わされる.

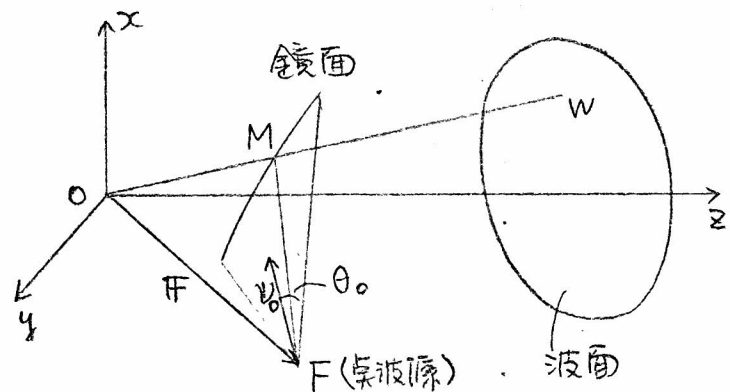


図4.6 鏡面の決定

$$\left. \begin{aligned} W &= r_w \cdot \mathbf{e}_r & (\text{中央部}) \\ &= r_w \cdot \mathbf{n} + s \cdot \mathbf{e}_s & (\text{周辺部}) \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

r_w : 一定

これにより M を次式で表わす.

$$\left. \begin{aligned} M &= r \mathbf{e}_r && (\text{中央部}) \\ &= r \mathbf{m} + s \mathbf{e}_s && (\text{周辺部}) \end{aligned} \right\} (4.26)$$

このとき, M が鏡面上の点である条件は, F より M までの距離を l とすれば,

$$l + r_0 - r = c_0 \quad (-\text{定}) \quad (4.27)$$

である. l は $|M - F|$ であつから, (4.26) を用いて計算すれば, 次の結果が得られる.

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{F^2 - c^2}{2\{(F \cdot \mathbf{e}_r) - c\}} && (\text{中央部}) \\ &= \frac{s^2 - 2s(F \cdot \mathbf{e}_s) + F^2 - c^2}{2\{(F \cdot \mathbf{m}) - c\}} && (\text{周辺部}) \end{aligned} \right\} (4.28)$$

$$c = r_0 - c_0 \quad (-\text{定})$$

ホーン 4.1 で円鏡ホーンを用いる場合の鏡面の外形は次のようにして求まる. ホーンを中心軸に沿った単位ベクトルを \mathbf{v}_0 , ホーンの半頂角を θ_0 とすれば, M と鏡面の外周上の点とで次式が成立つ.

$$\overline{FM} \cdot \mathbf{v}_0 = l \cos \theta_0 \quad (4.29)$$

すなわち

$$(r \mathbf{m} + s \mathbf{e}_s - F) \cdot \mathbf{v}_0 = (r - c) \cos \theta_0 \quad (4.30)$$

これに (4.28) の式を代入すれば, s についての二次式が得られ, それを解くと, s が θ の関数と求まる.

4.2 利得角数.

被面の形が複雑な二つのアンテナの場合、放射電界は開口面上の電界分布より、鏡面上の電流分布より計算する方が簡単である。放射電界を測定する点 P を表わす座標系 R, Ξ, H を図 4.7 のようにとる。原点 M_0 は鏡面上の任意の点でよい。これらの座標曲線に沿う単位ベクトルを R_1, Ξ_1, H_1 で表わせば、放射電界 $E(P)$ は周知のように次式で求められる。

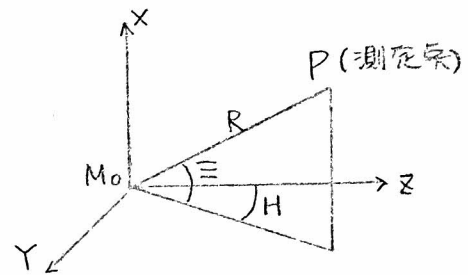


図4.7 測定点の座標系

$$\left. \begin{aligned} E(P) &= -j \frac{e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}R}}{\lambda R} \left\{ N - (N \cdot R_1) R_1 \right\} \\ N &= \sqrt{\frac{M_0}{\epsilon_0}} \int_S (m \times H_1) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(M-M_0) \cdot R_1} dS \end{aligned} \right\} \quad (4.31)$$

上式で λ は波長、 S は鏡面の表面で、 m は鏡面の単位法線ベクトル、 H_1 は円錐ホーンから放射される鏡面への入射磁界ベクトルで位相を含むものである。また単位法線ベクトル m 、面素 dS は (4.26), (4.28) より次のようになる。

鏡面の中央部を表わす座標 θ と ϕ で、

$$m \cdot dS = \frac{\partial M}{\partial \theta} \times \frac{\partial M}{\partial \phi} d\theta d\phi = \frac{F - cE_r}{(F \cdot E_r) - c} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (4.32)$$

また周辺部を表わす座標 s と ϕ で表わす二次式とすると、

$$\left. \begin{aligned} m \cdot dS &= \frac{\partial M}{\partial s} \times \frac{\partial M}{\partial \phi} d\phi ds = \frac{F - cm - sE_s}{(F \cdot m) - c} (r\alpha + s\beta) ds d\phi \\ \alpha &= \frac{\sin\theta}{\cos\theta} \sqrt{1 - \sin^2\theta \sin^2\chi} \\ \beta &= \frac{\cos\theta (1 - \frac{d\chi}{d\phi})}{1 - \sin^2\theta \sin^2\chi} \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

これより列強図版は、放射電界 $E(P)$ の各偏波成分を $E(P)$ で表わせば、次式で定義される。

$$G(E, H) = \frac{4\pi R^2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E(P)|^2}{W_L} \quad (4.34)$$

ここで W_L は円錐ホーンから放射される全電力で、(3.50) に示されている。

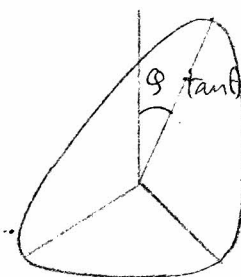
4.3 放射特性の計算結果

これまでに述べた理論の応用例として、日本列島を静止軌道から照射するところから、三角形の断面のビームをもつ成形ビーム円錐ホーンアンテナについて

計算を行った。日本列島を覆う三角形の形状は、表4-1に示すような頂角を持ち、ビームの中心が赤道面に

表4.1 日本列島を覆う三角形のビーム

ϕ	θ
37°	1.38°
132°	0.62°
241°	1.38°



対して成す角 θ は、 6° である。また図4.5に示したBの位置は、OよりAA'に下した垂線の足をHとすると、OHの延長上において OB/OH の比が、1.2 となるように選んである。また(4.18)において、

$\frac{A_c}{g_b - g_c} = 1$ となるように g_c を決めていく。このようにすれば、ビームの断面は、角が丸みを帯びた三角形になる。

図4.9 ~ 図4.11 は図4.8に示した開口径 $D = 1000 \text{ mm}$, $2\theta_0 = 32^\circ$, $2\theta_1 = 16^\circ$ とし、表4.1に示した θ, ϕ の値をその円錐面の決定に用いた場合に

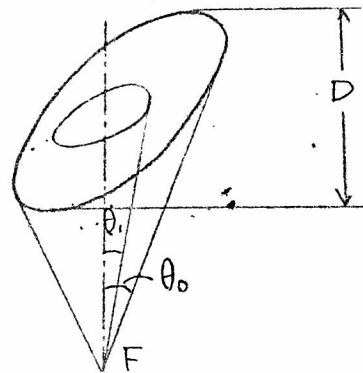


図4.8 アンテナの形

ついで、周波数 18 GHz, 27 GHz, 36 GHz で計算した結果である。偏波成分は右旋円偏波に対するものである。周波数が高くなるにつれて、三角形の頂点付近に電力が集中するようになる。またビームの中心における利得は、これらの周波数について、42.1 dB, 42.9 dB, 42.0 dB であり、周波数が変わっても変化しないことがわかる。

図 4.12 ~ 図 4.14 は $D = 1000 \text{ mm}$, $2\theta_0 = 40^\circ$, $2\theta_1 = 20^\circ$ で、周波数を 27 GHz とし、ビームのパラメータ θ , ϕ を変えた場合の計算結果である。先に図 4.10 に見られるように、希望するビームの形から与える θ , ϕ の鏡面を与えた場合、実現するビームの中は狭くなる。鏡面の決定に用いた θ , ϕ と、得られたビームの 3 dB 降下角は表 4.2 に示す通りである。

表 4.2 鏡面の決定に用いた θ , ϕ と、得られたビームの 3 dB 降下角 θ_3

図	鏡面の決定に用いた θ , ϕ		得られたビーム
	ϕ	θ	θ_3
4.12	37°	1.52°	1.28°
	132°	0.88°	0.30°
	241°	1.52°	1.32°
4.13	37°	1.56°	1.50°
	132°	1.14°	0.76°
	241°	1.55°	1.56°
4.14	37°	1.66°	1.84°
	132°	1.29°	1.12°
	241°	1.76°	1.96°

鏡面の決定に用いた θ , ϕ をわずかに変えると、得られるビームの形が
大きくかわるということがわかる。利得の計算値は、これらの場合 41.6 dB,
40.4 dB, 38.2 dB である。

3. 3節に述べたように、円錐ホーンリフレクタアンテナを円偏波で
励振した場合、偏波の回転方向によって水平面内のビームがずれる。そ
で、もっとも希望するビームに近い形が得られていた図4.13の場合
と同じ条件で、左旋円偏波で励振した場合の結果が図4.15である。
これらの面のビームのずれは、 $0-13^\circ$ であり、同じ開口の一般円錐ホ
ーンリフレクタアンテナについての値 $0-16^\circ$ より小さいとなっている。

図4.16は図4.13と同じ条件において、逆旋成分の放射パワー
を計算した結果である。ビームの中心において逆旋成分は -16.4 dB
となっている。

これらの結果より、周波数によって利得、ビーム中がかわらないので、
送信、受信に別々の周波数を用いた衛星搭載用アンテナとしてこのアン
テナの利用価値があるものと思われる。

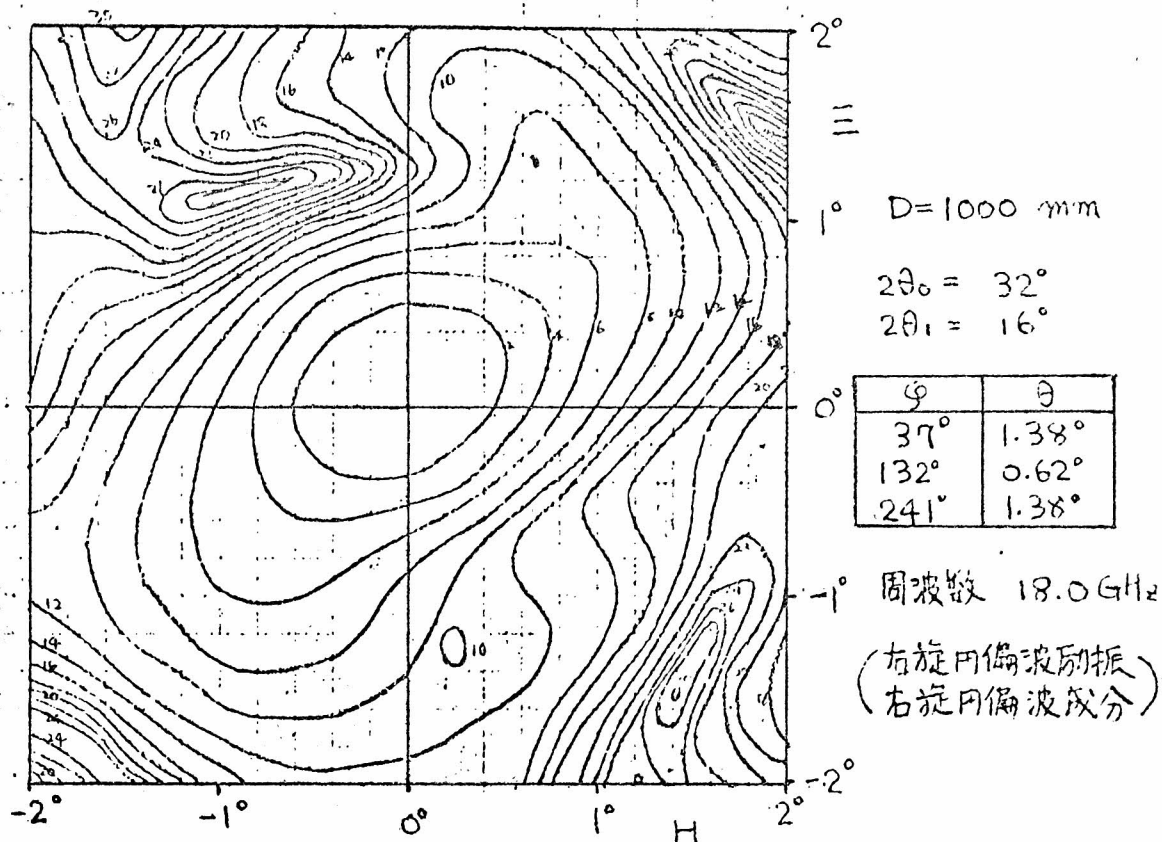


図4.9 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

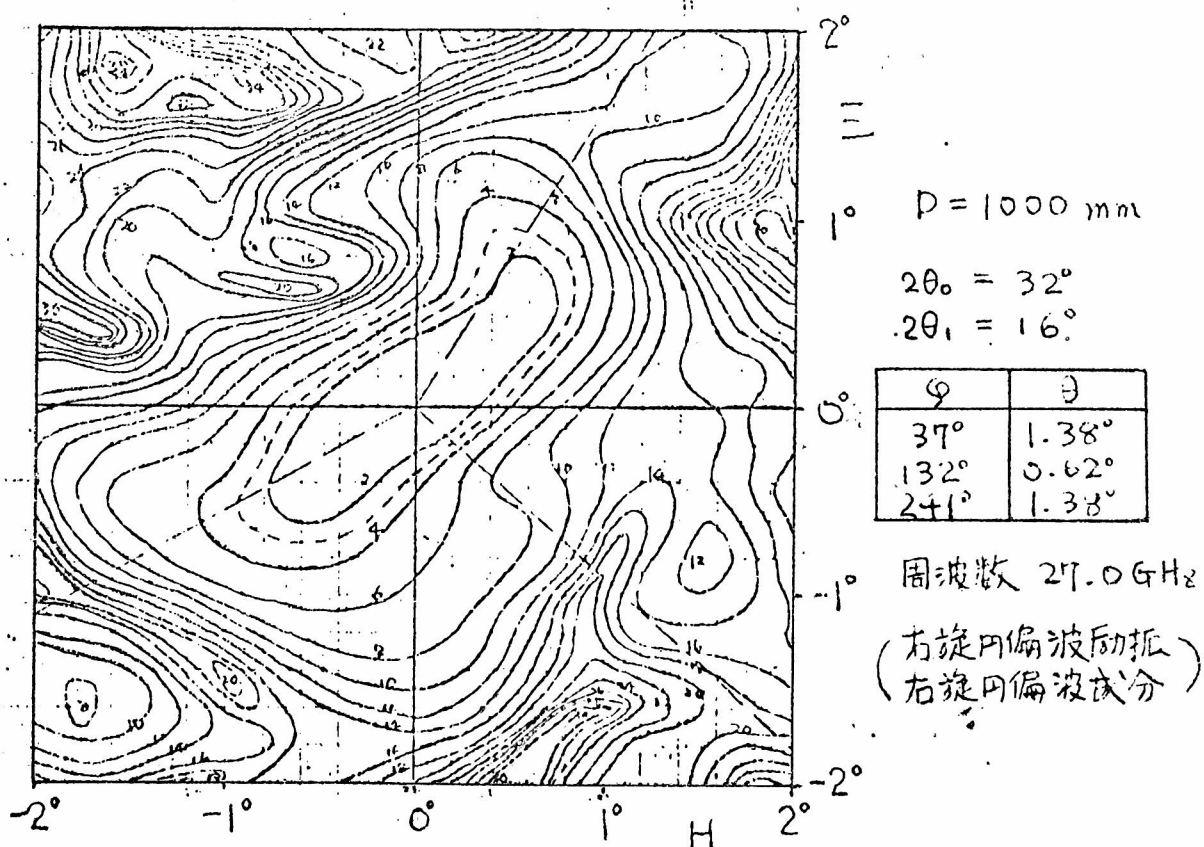


図4.10 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

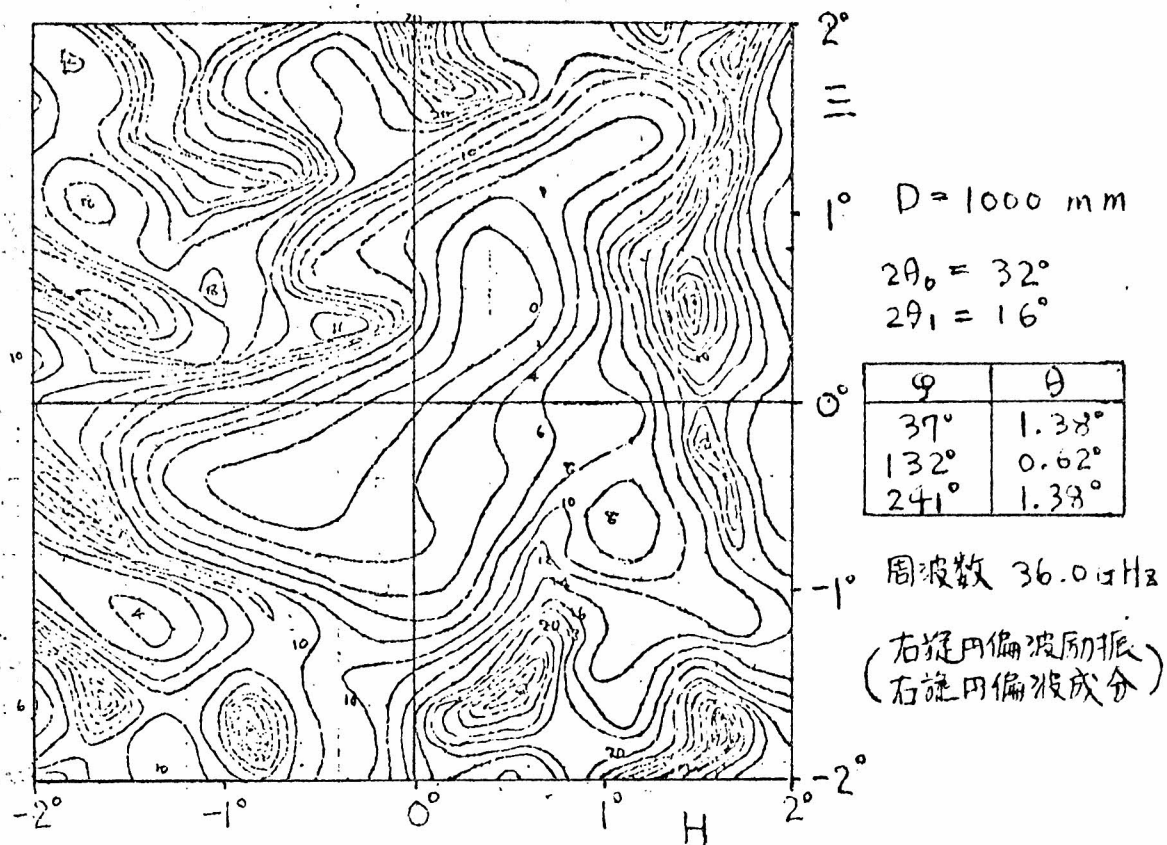


図4.11 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

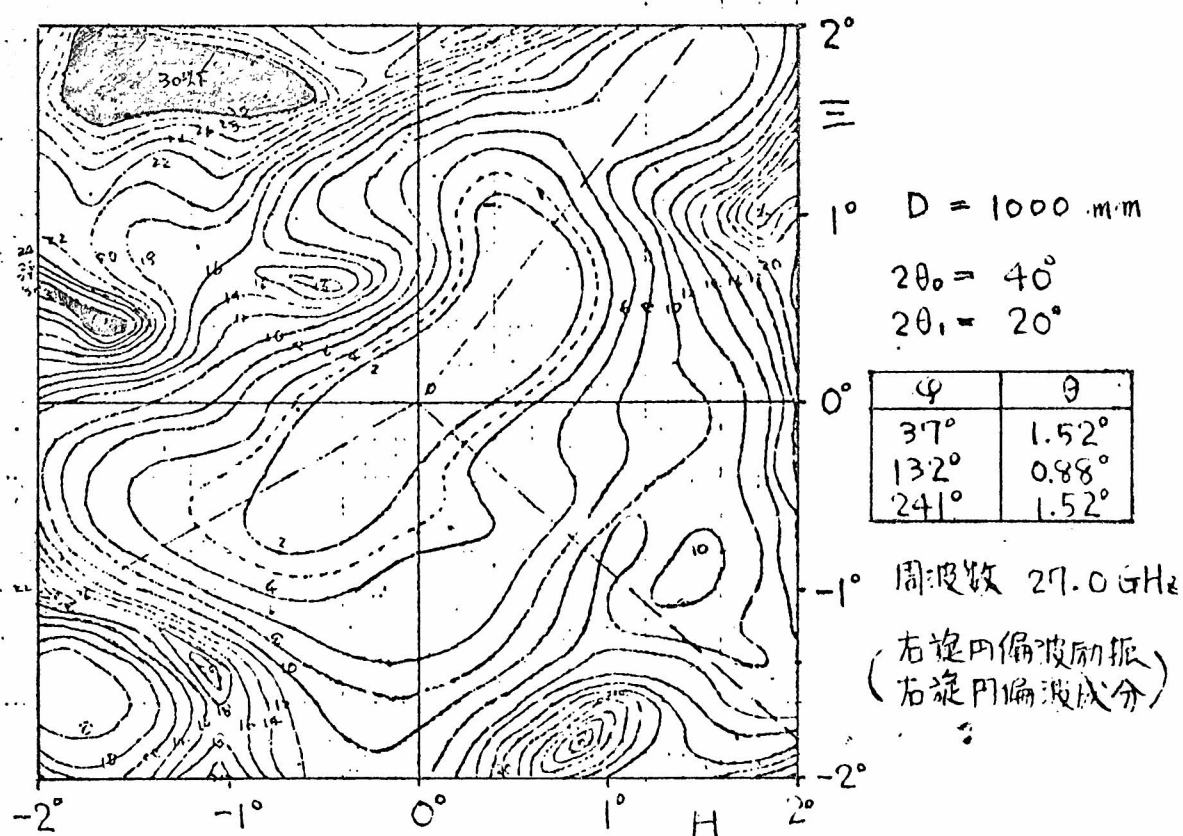


図4.12 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

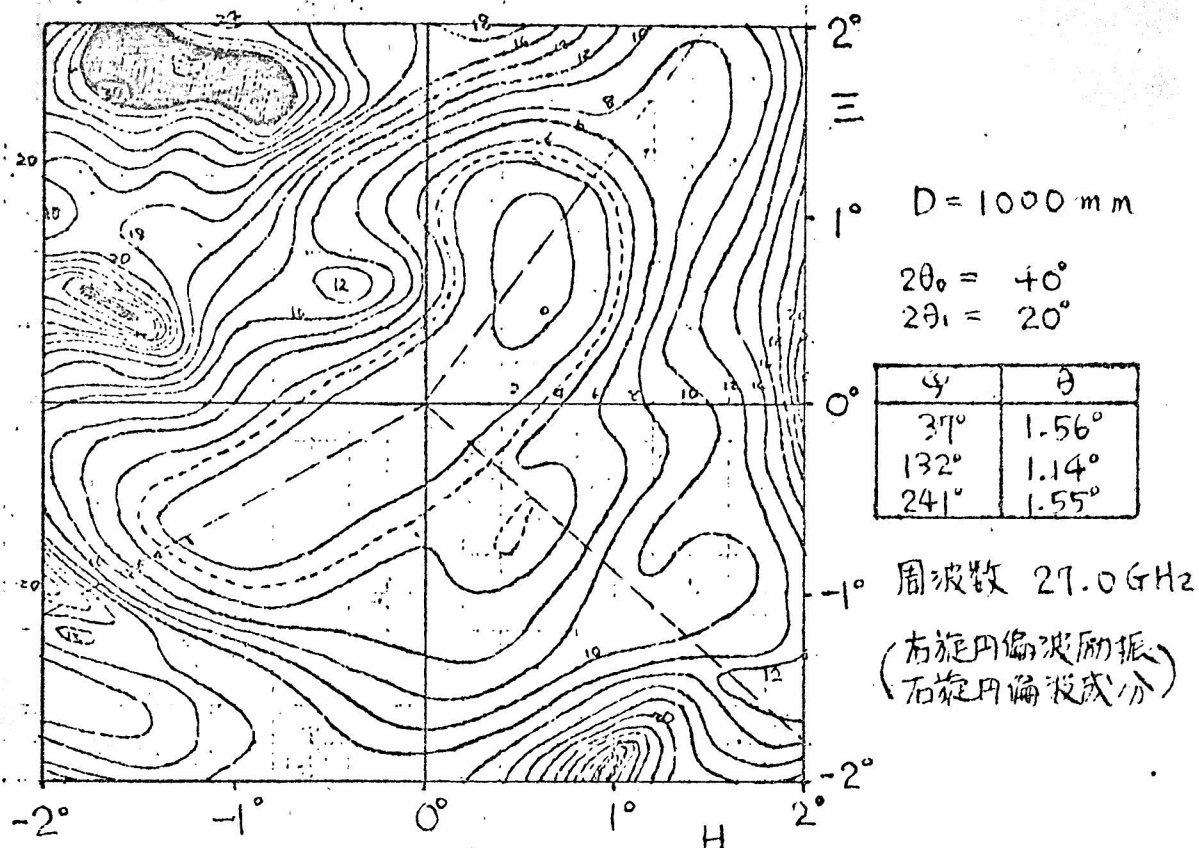


図4.13 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

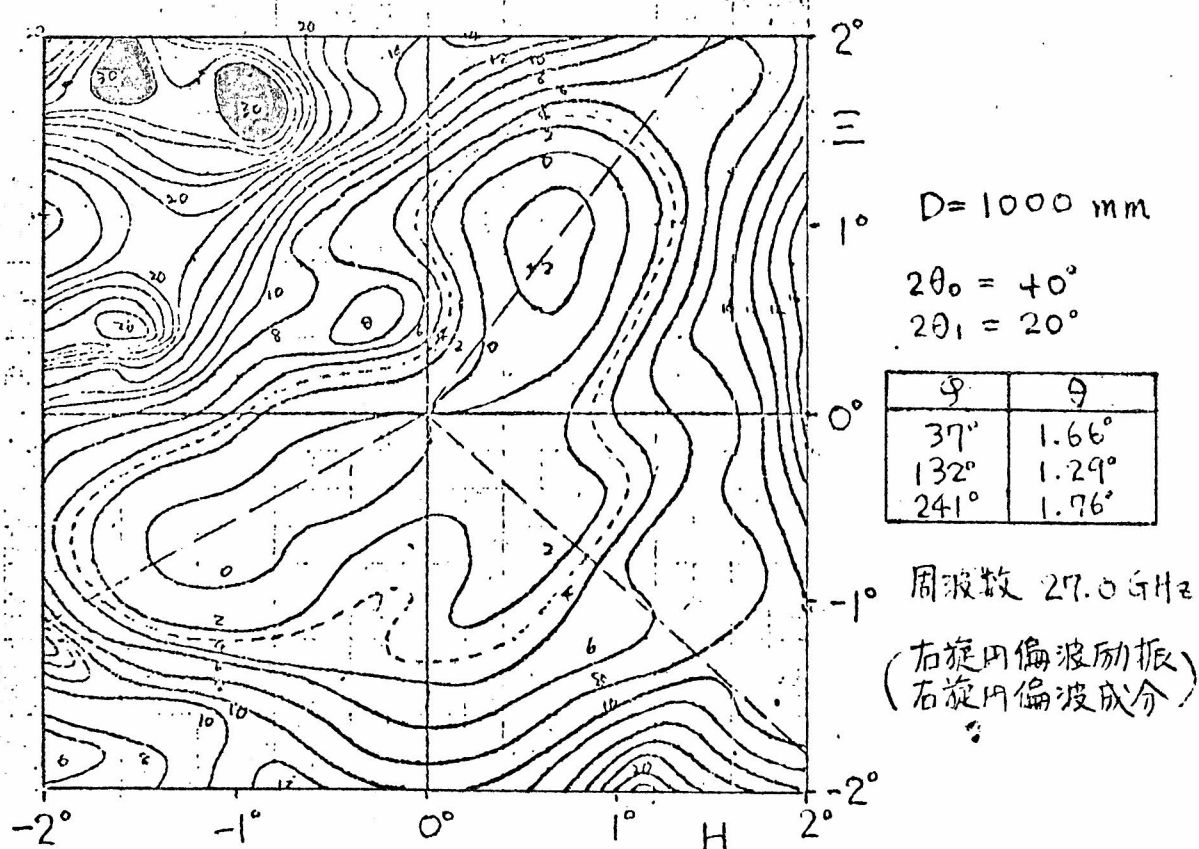
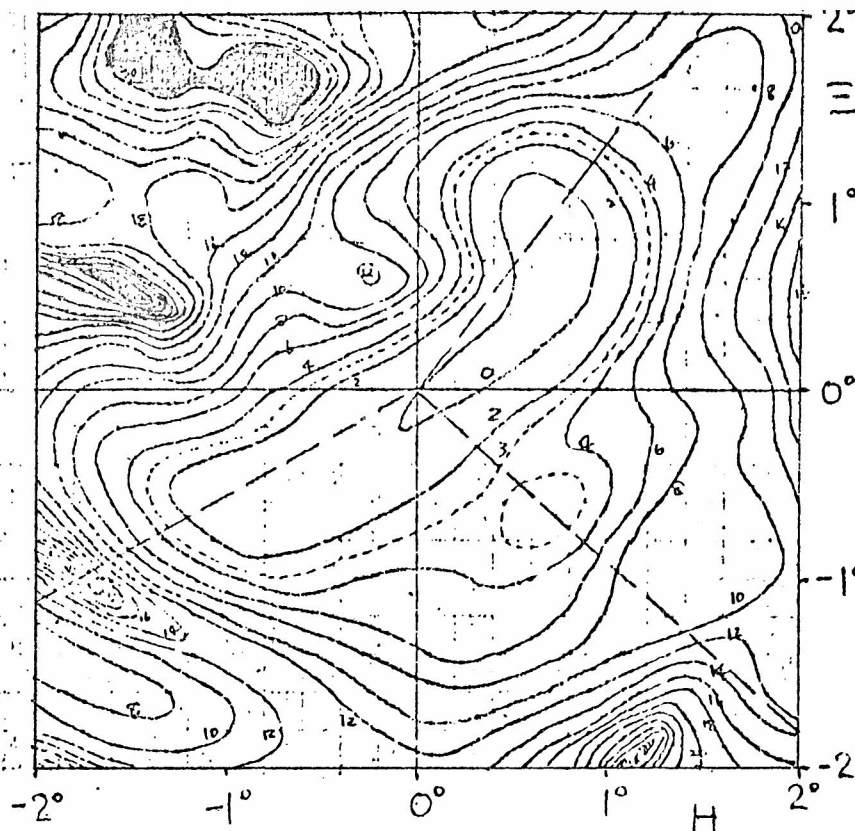


図4.14 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン



$D = 1000 \text{ mm}$

$2\theta_0 = 40^\circ$

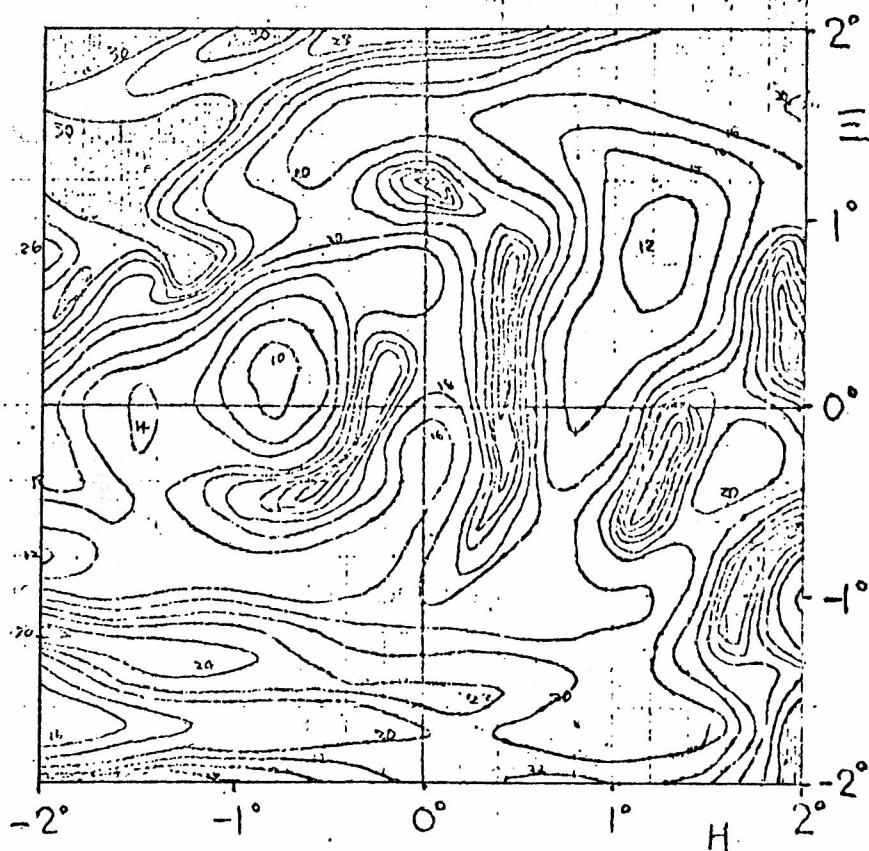
$2\theta_1 = 20^\circ$

ϕ	θ
37°	1.56°
132°	1.14°
241°	1.55°

周波数 27.0 GHz

(左旋円偏波励振)
(左旋円偏波成分)

図4.15 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン



$D = 1000 \text{ mm}$

$2\theta_0 = 40^\circ$

$2\theta_1 = 20^\circ$

ϕ	θ
37°	1.56°
132°	1.14°
241°	1.55°

周波数 27.0 GHz

(右旋円偏波励振)
(左旋円偏波成分)

図4.16 成形ビームホーンリフレクタアンテナ放射パターン

4.4 ムスビ

地域通信に用いられる衛星搭載用アンテナに適した、希望する地域のみを照射するビームをもつ成形ビームホーンリフレクタアンテナの構成方法について述べた。従来より知られている方法は、或る地域を覆うような2次元のビームを得るには適していないので、新たなビーム成形の方法として、希望するビームの断面の形に対応する波面を求め、次に光路長一定の原理により、鏡面の形状を決定する方法を明らかにした。

波面は中央部が球面波の一部であり、その周囲の曲線が希望するビームの形に一致する。周辺部は中央部の周囲の曲線を導線とし、その曲線の接線と波面の進行方向の両方に垂直な直線を母線とする線織面である。幾何光学的に言えば、円錐ホーンより出た電力の内、鏡面の中央部で反射された電力は希望する地域内へ照射され、周辺部で反射された電力は希望する地域の境界線に集中される。鏡面が決定された後、鏡面上の電流分布から放射パターンを計算し、幾何光学的パターンとのずれを補正する。このようにして軸の傾きがホーンの軸とビームを含む面に対して任意の角度を成す楕円形や、角が丸みを帯びた多角形の断面のビームをもつアンテナが実現できる。

具体例として日本を覆う三角形のビームをもつ円錐ホーンリフレクタアンテナについて計算を行った。その結果を示した。実際に得られるビーム中は、鏡面の決定に用いた値より鋭くなるので、その補正を行えば、希望する形のビームが得られることが明らかになった。このビームの形状利得は、周波数により、あまり変化しないので、送信、受信に異なる周波数帯を用いる衛星搭載用アンテナとして利用価値がある。

5. ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ

ホーンリフレクタアンテナとして従来から使用されているのは、角錐ホーンリフレクタアンテナおよび円錐ホーンリフレクタアンテナである。これに対し、ホーンとしてダイアゴナルホーン⁽³³⁾を用いたホーンリフレクタアンテナをダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ (diagonal horn-reflector antenna) とし、その特性を明らかにした。このアンテナは、角錐ホーンリフレクタアンテナのホーン部分を、軸を中心に1245°回転した構造になっている。ダイアゴナルホーンは、サイドローブレベルが低く、また偏波によってビーム中が変わらないという特性をもっている。したがってこれをホーンリフレクタ形式にして同じ性質をもつものが得られれば、地上マイクロ波中継回線用アンテナとして、多くの回線が輻輳する地帯で用いることが出来る。またビーム中が偏波によって変わらないことは、偏波共用アンテナとして、地上反射や海面反射などに対する対策をたてることを意味する。

本章ではダイアゴナル導波管のモードを論じ、これらの任意のモードで励振したダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射特性を論じる。また理論的な検討の結果を確認し、理論的に知ることはつかない広角放射パターンなどを明らかにするため、模型を製作し実験を行ったのでその結果を示し、広角放射パターンの改善方法を論じる。

5.1 幾何学的な関係

5.1.1 座標系

ダイヤゴナルホーンリフレクタアンテナの幾何学的な関係を明らかにするため、図5.1に示すような直角座標系 x, y, z を考える。 z 軸は回転反射面鏡の軸、原点 O は焦点である。 $x = c$ 上の平面上に、 x 軸との交点を原点とし、 y, z 軸に対して 45° の角度をなす p, q 軸を以て正規化直交座標系 p, q を考える。このときダイヤゴナルホーンの $x = c$ における断面は次式で表わされる。

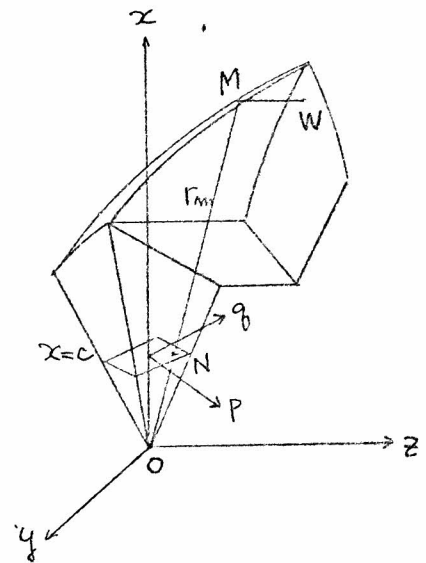


図5.1 座標系

$$\left. \begin{aligned} -1 \leq p \leq 1 \\ -1 \leq q \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (5-1)$$

$x = c$ 上の平面上で、 p, q により示される点 N の座標 (x_m, y_m, z_m) は (5.2) である。

$$\left. \begin{aligned} x_m &= c \\ y_m &= \frac{ch}{\sqrt{2}} (p - q) \\ z_m &= \frac{ch}{\sqrt{2}} (p + q) \\ h &= \tan \theta_0 \end{aligned} \right\} \quad (5-2)$$

θ_0 はダイヤゴナルホーンの相対する面が成す角の半分である。

O より出て N を通る光線が鏡面に当たる点 M の座標を (x, y, z) 、

O より M までの距離を r_m とすれば、これは

$$r_m = \sqrt{1 + h^2(p^2 + q^2)} \quad (5.3)$$

を用いて

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{2f}{s - \frac{1}{\sqrt{2}}h(p+q)} \\ y &= \frac{2f \frac{1}{\sqrt{2}}h(p-q)}{s - \frac{1}{\sqrt{2}}h(p+q)} \\ z &= \frac{2f \frac{1}{\sqrt{2}}h(p+q)}{s - \frac{1}{\sqrt{2}}h(p+q)} \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

および

$$r_m = \frac{2fs}{s - \frac{1}{\sqrt{2}}h(p+q)} \quad (5.5)$$

となす。\$f\$は回転放物面鏡の焦点距離である。

(5.4) の \$x, y\$ より \$p\$ または \$q\$ を消去すれば、鏡面で反射した光線が開口面と交わる点 \$W\$ の軌跡で、\$x=c\$ なる面上の直線に対応した曲線が得られる。

$$\left. \begin{aligned} (x - 2\sqrt{2}fh p)^2 + (y + 2f)^2 &= (2\sqrt{2}f\sqrt{1+h^2p^2})^2 \\ (x - 2\sqrt{2}fh q)^2 + (y - 2f)^2 &= (2\sqrt{2}f\sqrt{1+h^2q^2})^2 \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

これらの式はいずれも円を示し、第1式は2焦点 \$(0, 2f(\sqrt{2}-1))\$, \$(0, -2f(\sqrt{2}+1))\$ を通る円を、また第2式は \$(0, -2f(\sqrt{2}-1))\$, \$(0, 2f(\sqrt{2}+1))\$ を通る円を表わす。したがって \$x=c\$ なる面と直交する \$p=-\$ 定、\$q=-\$ 定で表わされる直線群は、開口面上では (5.6) で示される円群に対応する。これらの円群は一般に直交しない。

開口の周囲の形は (5.6) において \$p=\pm 1\$, \$q=\pm 1\$ とおけば得られ、いずれの場合も半径 \$2\sqrt{2}f \sec \theta_0\$ の円弧の一部である。

図 5.1 の直角座標系に於て, x 軸を極軸とする極座標系 r, θ, φ を図 5.2 のようにとる。このとき 鏡面上の点 M の座標 (x, y, z) は次式で表わされる。

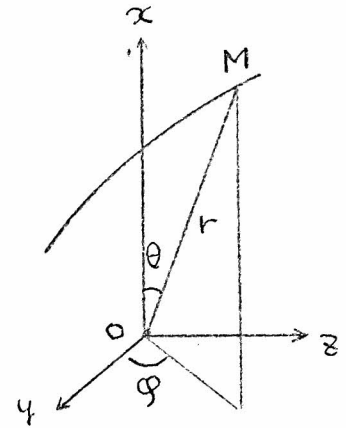


図 5.2 極座標系

$$\left. \begin{aligned} x &= r_m \cdot \cos \theta \\ y &= r_m \cdot \sin \theta \cos \varphi \\ z &= r_m \cdot \sin \theta \sin \varphi \\ r_m &= \frac{2f}{1 - \sin \theta \sin \varphi} \end{aligned} \right\} (5.7)$$

(5.4), (5.5) と比較して, θ, φ と p, q の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta &= \frac{1}{s} \\ \sin \theta &= \frac{ht}{s} \\ \cos \varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(p-q)}{t} \\ \sin \varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(p+q)}{t} \\ t &= \sqrt{p^2 + q^2} \end{aligned} \right\} (5.8)$$

これを (3.5) に代入して $\epsilon = \frac{\pi}{2}$ とすれば, β と p, q の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta &= \frac{s \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} (p+q) - ht^2}{t \cdot \{s - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q)\}} \\ \sin \beta &= \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (p-q)}{t \cdot \{s - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q)\}} \end{aligned} \right\} (5.9)$$

5.1.2 各部の寸法および面積

ダイヤカットルホーンリフレクタアンテナの図5.3に示した各部の寸法は、(5.4)を用いて容易に求むることができる。 θ_0 をダイヤカットルホーンの相対する面が成す角の半分として、

$$\left. \begin{aligned} h &= \tan \theta_0 \\ S_0 &= \sec \theta_0 \\ S_{00} &= \sqrt{S_0^2 + h^2} \end{aligned} \right\} (5.10)$$

を用いれば、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} H &= 2f(S_{00} + \sqrt{2}h) \\ H_1 &= 2f(S_{00} - \sqrt{2}h) \\ H_2 &= \frac{2f}{S_{00}} \\ L_f &= 2\sqrt{2}fh(S_{00} + \sqrt{2}h) \\ L_b &= 2\sqrt{2}fh(S_{00} - \sqrt{2}h) \\ D_m &= 4\sqrt{2}fh \\ D_1 &= \frac{4\sqrt{2}fh}{S_{00}} \end{aligned} \right\} (5.11)$$

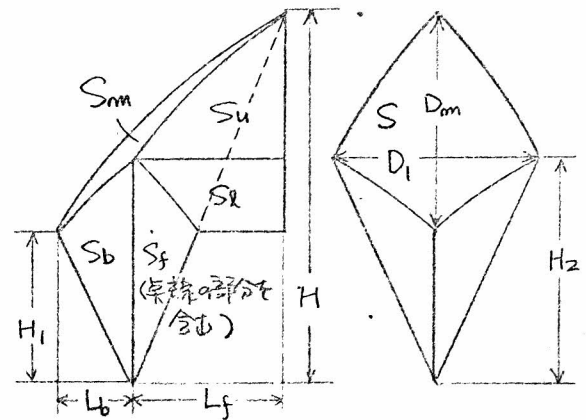


図5.3 各部の寸法および面積

また図5.3に示した各部の表面積は

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= \tan^{-1} \sqrt{2}h \\ \theta_2 &= \tan^{-1} \left(\frac{h^2}{S_{00}} \right) \end{aligned} \right\} (5.12)$$

を用いて次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} S_u &= 2S_0(2f)^2 \left[\left\{ h(S_{00} + \sqrt{2}h) - \frac{S_{00}^2}{\sqrt{2}} \right\} (\theta_1 + \theta_2) + h \right] \\ S_l &= 2S_0(2f)^2 \left[\left\{ h(S_{00} + \sqrt{2}h) + \frac{S_{00}^2}{\sqrt{2}} \right\} (\theta_1 - \theta_2) - h \right] \\ S_f &= S_0(2f)^2 [\sqrt{2}S_0^2(\theta_1 + \theta_2) - h] \\ S_b &= S_0(2f)^2 [\sqrt{2}S_0^2(\theta_1 - \theta_2) - h] \\ S &= (4fS_0)^2 \theta_2 \end{aligned} \right\} (5.13)$$

アイソトロピックな面積は

$$D = 4fh \quad (5.14)$$

とすると D^2 に代わってよく近似される。その誤差は θ_0 の増加に従って増大するが、 $2\theta_0 = 40^\circ$ の場合で 0.2% である。

より鏡面の面積 S_m は次の積分で表わされる。

$$S_m = \sqrt{2} (2fh)^2 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{dp dq}{\sqrt{s} \left\{ s - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q) \right\}^5} \quad \left. \begin{array}{l} \\ s = \sqrt{1 + h^2 (p^2 + q^2)} \end{array} \right\} \quad (5.15)$$

5.2 任意のエードで励振した場合の利得因数

5.2.1 ダイアコナル導波管の任意のエード

ダイアコナル導波管は断面が正方形の導波管であるが、その中のエードとしては、断面の対角線に準じて対称性をもつものだけを考える。このエードは正方形導波管の TE/TM_{mm} エードと TE/TM_{mm} エードの和および差として表わされる。

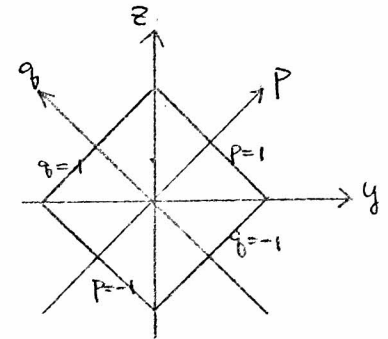


図5.4 正規化座標系 p, q

導波管の断面に図5.4に示すような正規化座標

系 p, q を考える。この場合導波管壁は $p = \pm 1$,

$q = \pm 1$ で表わされる。正方形導波管の TE/TM_{mm} エードの電界は、 p, q を用いて次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_{p1} &= \mu E_{p0}(p, q) \\ E_{q1} &= \nu E_{q0}(p, q) \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} E_{p0}(p, q) &= \cos \frac{m\pi}{2}(p+1) \cdot \sin \frac{m\pi}{2}(q+1) \\ E_{q0}(p, q) &= \sin \frac{m\pi}{2}(p+1) \cdot \cos \frac{m\pi}{2}(q+1) \end{aligned} \right\} \quad (5.17)$$

である。また (5.16) の μ, ν は

TE_{mm} エード, TM_{mm} エードに対して

表5.1 に示すような値をとる。

表5.1 μ, ν の値

エード	TM_{mm}	TE_{mm}
μ	m	m
ν	m	$-m$

(5.16) の電界に対し、正方向に

90° 回転した電界は次式で表わされる。

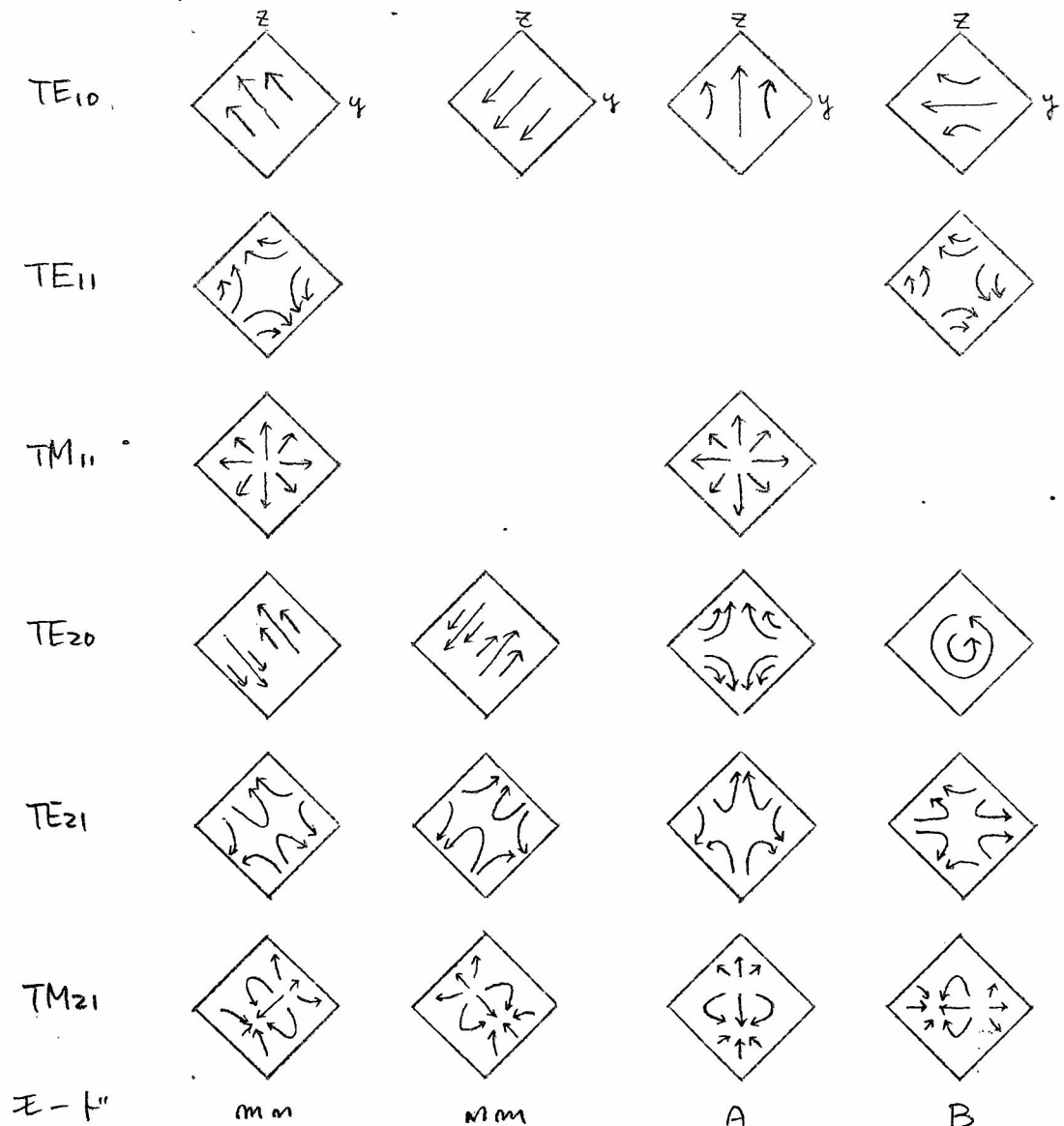
$$\left. \begin{aligned} E_{p2} &= -E_{q1}(q, -p) = \nu(-1)^{m+1} E_{q0}(q, p) \\ E_{q2} &= E_{p1}(q, -p) = \mu(-1)^{m+1} E_{p0}(q, p) \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

(5.16) と (5.18) の和および差がダイアコナル導波管の電界を示す。

γ を $+1$ または -1 の値をとる。1つめの γ と 2. 次の γ と (5.16) と (5.18) の一般化を考える。

$$\left. \begin{aligned} E_p &= E_{p1} + (-1)^{m+1} \gamma E_{p2} = \mu E_{p0}(p, \gamma) + \gamma \nu E_{q0}(q, p) \\ E_q &= E_{q1} + (-1)^{m+1} \gamma E_{q2} = \nu E_{q0}(p, q) + \gamma \mu E_{p0}(q, p) \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

$\gamma = +1$ は、図 5.4 の z 方向の成分が z 軸に対して対称になるモードであり、 $\gamma = -1$ は反対称になるモードである。これを A モードと B モードと呼び、遮断周波数の低いいくつかのモードについて、導波管断面の電場力線の模様を示したのが図 5.5 である。



(a) 正方形導波管

(b) ダイアゴナル導波管

図 5.5 正方形導波管のモードとダイアゴナル導波管のモード

5.2.2 開口面上の電界分布

開口面上の電界分布は2.章で述べたようにして、導波管断面の電界分布より幾何光学的に求める。図5.1の $x=c$ の面で導波管とホーンを接合するところとし、その面内に図5.6に示すような極座標系 ρ, ϕ を考える。 ρ, ϕ 方向の単位ベクトルを $\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\phi$ 、 P, Q 方向の単位ベクトルを $\mathbf{e}_P, \mathbf{e}_Q$ とすれば、これらの間には次の関係がある。

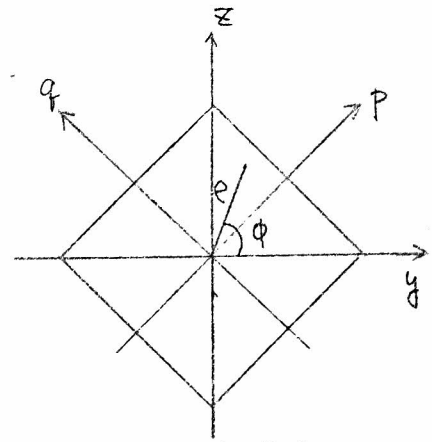


図5.6 極座標系 ρ, ϕ

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{e}_P &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_\rho - \mathbf{e}_\phi) \\ \mathbf{e}_Q &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_\rho + \mathbf{e}_\phi) \end{aligned} \right\} (5.20)$$

したがって、導波管断面の電界の ρ, ϕ 方向の成分を E_ρ, E_ϕ とすれば、これらは (5.19) の E_P, E_Q より次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} E_\rho &= \frac{1}{\sqrt{2}} (E_P - E_Q) \\ E_\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} (E_P + E_Q) \end{aligned} \right\} (5.21)$$

これを (3.17) に代入し、(5.8)、(5.9) を用いて整理すれば次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} &= \frac{c}{2\sqrt{2}f} \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{v} \\ \bar{v} & -\bar{u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_P \\ E_Q \end{pmatrix} \\ \bar{u} &= 1 - \sqrt{2}hP + \frac{h^2 P(P+Q)}{S+1} \\ \bar{v} &= 1 - \sqrt{2}hQ + \frac{h^2 Q(P+Q)}{S+1} \end{aligned} \right\} (5.22)$$

5.2.3 開口面からの放射電界

開口面上の電界分布から 3.2 節で述べたのと同じく同様にして放射電界を求めることができる。測定系をあらわす座標系を図 5.7 に示すように考え、原点 O は開口の上端と下端の中央にとる。(3.18) において、積分変数を p, q にとれば、次式が得られる。

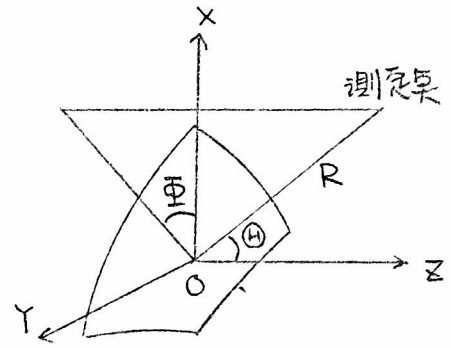


図 5.7 測定系を示す座標系

$$\begin{pmatrix} E_{\theta} \\ E_{\phi} \end{pmatrix} = -\frac{j}{\lambda R} \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} R} \cdot \frac{Dch}{2\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix}.$$

$$\iint_{-1}^1 \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{v} \\ \bar{v} & -\bar{u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p \\ E_q \end{pmatrix} \frac{e^{j(-\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi + \psi_2 \sin \Phi)}}{S - \left\{ S - \frac{h}{\sqrt{2}}(p+q) \right\}^2} dp dq \quad (5.23)$$

上式で D は (5.14) に示したように $4fh$ であり、 ψ_0, ψ_1, ψ_2 は

$$\alpha^2 = \frac{D^2}{2\lambda R}, \quad u = \frac{D}{\lambda} \sin \theta \quad \text{などを用いて次のように示される。}$$

$$\left. \begin{aligned} \psi_0 &= \frac{\frac{\pi}{2} \alpha^2 \left\{ \frac{S_0^2}{S} (p^2 + q^2) - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q) + \frac{h^2}{S} \left(\frac{p^2 + q^2 - 1}{S + S_0} \right)^2 \right\}}{S - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q)} \\ \psi_1 &= \frac{\pi u \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} (p+q) - \frac{h S_0}{2} (p-q)^2 + h \left(\frac{p^2 + q^2 - 1}{S + S_0} \right) \right\}}{1 + \frac{h^2}{2} (p-q)^2} \\ \psi_2 &= \frac{\pi u \frac{1}{\sqrt{2}} (p-q)}{S - \frac{h}{\sqrt{2}} (p+q)} \\ S &= \sqrt{1 + h^2 (p^2 + q^2)}, \quad S_0 = \sqrt{1 + h^2} \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

5.2.4 円偏波で励振した場合の放射電界.

円偏波の波源として (5.16) で表わされ E_{p1}, E_{q1} と (5.18) で表わされ E_{p2}, E_{q2} に j を乗じたものの和を考え ω とすれば基本モードの場合、導波管中の左旋円偏波、したがって鏡面を反射して右旋円偏波になる。

$$\left. \begin{aligned} E_{pc} &= E_{p1} + j E_{p2} \\ E_{qc} &= E_{q1} + j E_{q2} \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

これを (5.23) の E_p, E_q とおきかえれば、円偏波波源による放射電界が得られる。放射電界の円偏波成分は (3.47) に j を加える。

5.2.5 利得関数

ダイアゴナルホーン中で伝播する全電力は、ホーンの頂点を中心とする球面上でポインティングベクトルを積分すれば得られる。(3.49)に (5.21) を代入し 積分変数を p, q にすれば、次の結果が得られる。

$$W_t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} 4\pi c^2 h^2 W \quad (5.26)$$

ここで W は、偏波に依らず次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} W &= \begin{cases} 2(\mu^2 \omega_p^2 + \nu^2 \omega_q^2 + 2g\mu\nu \omega_r^2) & \text{(直線偏波)} \\ 2(\mu^2 \omega_p^2 + \nu^2 \omega_q^2) & \text{(円偏波)} \end{cases} \\ \omega_p &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 E_{p0}^2(p, q) \frac{1}{2} dp dq \\ \omega_q &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 E_{q0}^2(p, q) \frac{1}{2} dp dq \\ \omega_r &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 E_{p0}(p, q) E_{q0}(p, q) \frac{1}{2} dp dq \end{aligned} \right\} \quad (5.27)$$

直線偏波の場合 ω_r が入るのは、ホーン中においては TE/TH_{mm} モードと TE/TH_{mm} モードの電界が直交しないためである。

利得函数を求めれば次のようになる。

$$G = \left(\frac{1 + \cos \Theta}{2} \right)^2 4\pi \frac{D^2}{\lambda^2} \frac{|g|^2}{W} \quad (5.28)$$

ここで g は、偏波に応じて次のようになる。

直線偏波に励起した場合、④、⑤成分に対応する E のみ

$$\begin{pmatrix} g_{\Theta} \\ g_{\Phi} \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix} \left\{ \begin{pmatrix} g_{p1} \\ g_{q1} \end{pmatrix} + j \begin{pmatrix} g_{p2} \\ g_{q2} \end{pmatrix} \right\} \quad (5.29)$$

円偏波に励起した場合、右旋、左旋成分に対応する E のみ

$$\begin{pmatrix} g_R \\ g_L \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} e^{-j\Phi} & j e^{-j\Phi} \\ j e^{j\Phi} & e^{j\Phi} \end{pmatrix} \left\{ \begin{pmatrix} g_{p1} \\ g_{q1} \end{pmatrix} + j(-1)^{n+1} \begin{pmatrix} g_{p2} \\ g_{q2} \end{pmatrix} \right\} \quad (5.30)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} g_{p1} \\ g_{q1} \end{pmatrix} &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{v} \\ \bar{v} & -\bar{u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu E_{p0}(p, q) \\ \nu E_{q0}(p, q) \end{pmatrix} \frac{e^{j(-\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi + \psi_2 \sin \Phi)}}{S \left\{ S - \frac{h}{\sqrt{2}}(p+q) \right\}^2} dp dq \\ \begin{pmatrix} g_{p2} \\ g_{q2} \end{pmatrix} &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{v} \\ \bar{v} & -\bar{u} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu E_{q0}(q, p) \\ \mu E_{p0}(q, p) \end{pmatrix} \frac{e^{j(-\psi_0 + \psi_1 \cos \Phi + \psi_2 \sin \Phi)}}{S \left\{ S - \frac{h}{\sqrt{2}}(p+q) \right\}^2} dp dq \end{aligned} \right\} \quad (5.31)$$

である。

5.3 放射特性の計算結果

5.3.1 正面方向の利得

5.3.1.1 基本モードで励振した場合

任意の測定系におけるダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの利得は、(5.28)の利得関数により計算することが出来る。基本モードで励振したときの正面方向の利得 G_0 に対し、開口面積を D^2 で表わすことにして開口効率 η を次式で定義する。

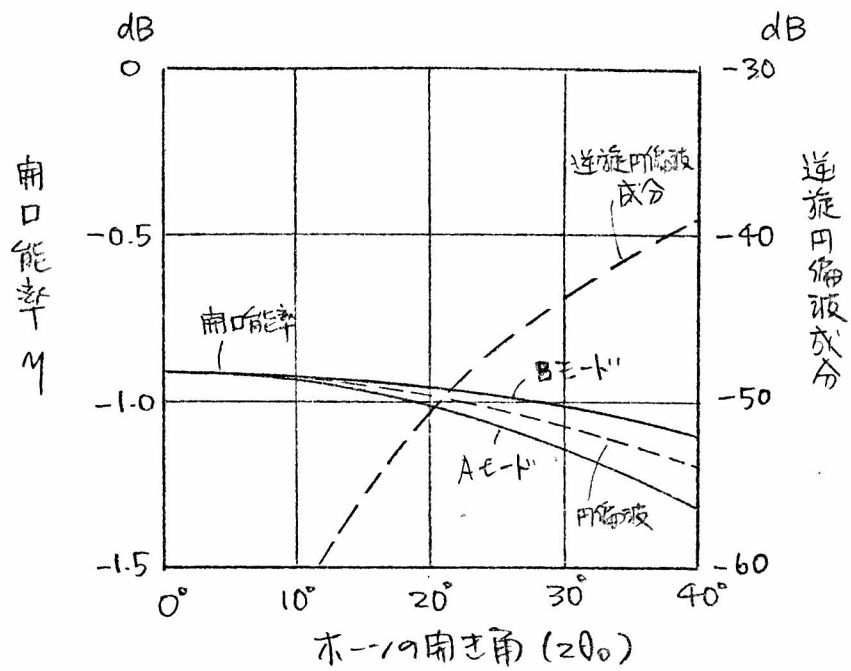
$$G_0 = 4\pi \frac{D^2}{\lambda^2} \eta \quad (5.32)$$

G_0 は円錐ホーンリフレクタアンテナの場合と異なり、偏波に依存する。したがって円偏波で励振した場合、無限遠においても逆旋円偏波成分が生じる。図5.8 (a)は、開口効率および逆旋円偏波成分とホーンの開口角の関係、(b)は測定距離との関係を示したものである。ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナでは $TE_{10}B$ モードで励振した場合の方が $TE_{10}A$ モードで励振した場合より開口効率が高い。

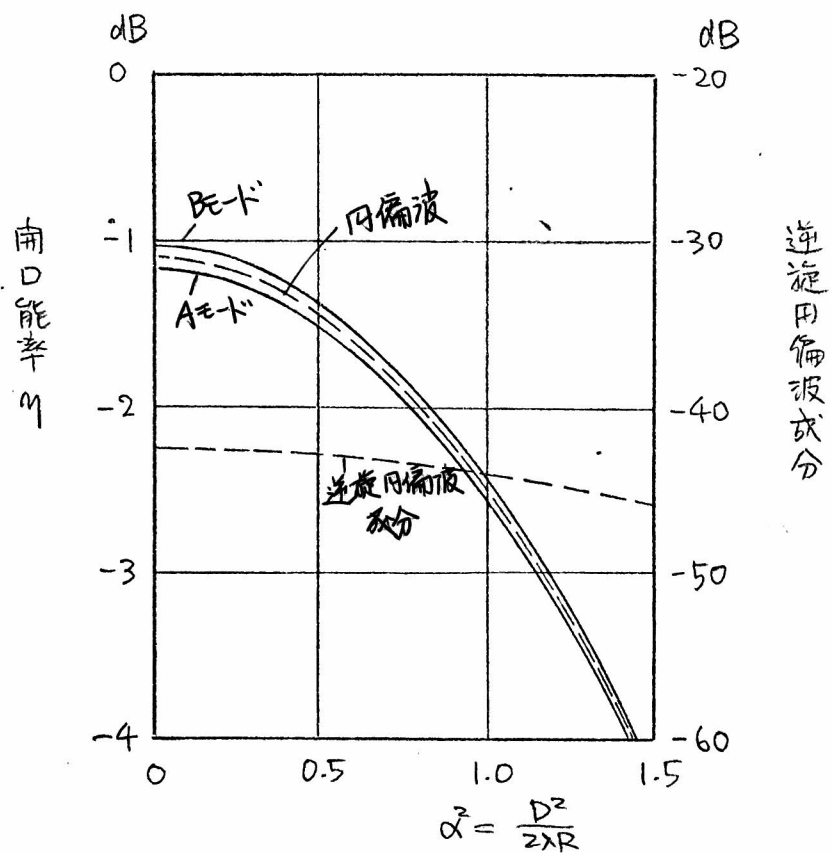
円錐ホーンリフレクタアンテナとの比較をするために、 $2\theta_0 = 32^\circ$ の場合の開口効率の値を表5.2に示す。焦点距離が一定の場合、円錐ホーンリフレクタアンテナの開口面積がダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの開口面積と等しくなるのは、円錐ホーンの開口角が 36° の場合である。このときの開口効率も表5.2に示してある。いずれにしても円錐ホーンリフレクタアンテナの方が開口効率はわずかに高い。

表5.2 開口効率の比較 (1) 内は $2\theta_0 = 36^\circ$ の場合

モード \ ア/T	ダイアゴナルホーンリフレクタ	円錐ホーンリフレクタ
A	76.31 %	80.77 % (79.95 %)
B	78.93 %	



(a) ホーソンの開き角との関係 (無限遠)

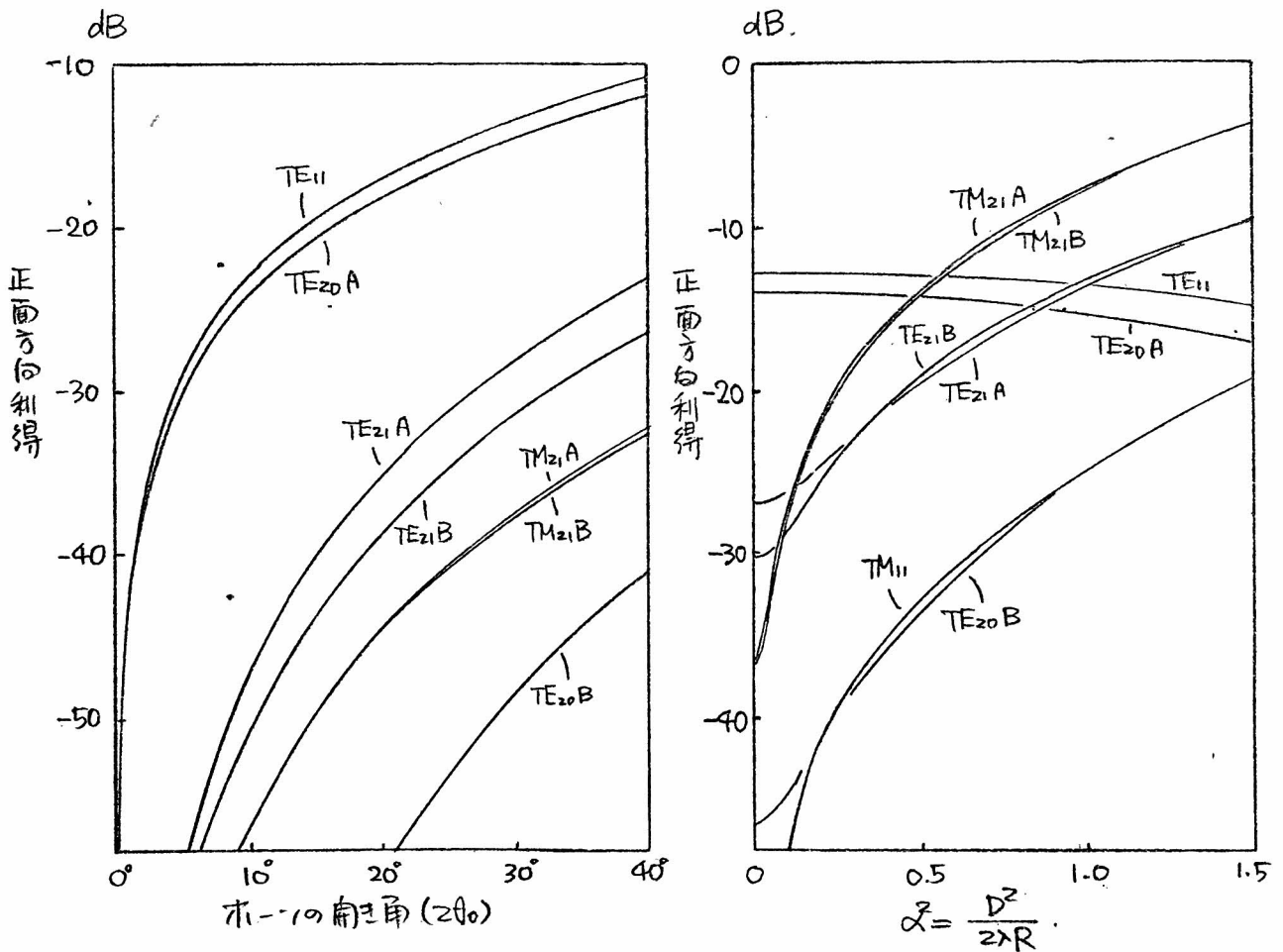


(b) 測定距離との関係 ($\theta_0 = 32^\circ$)

図5.8 開口能率および逆旋円偏波成分

5.3.1.2 高次モードで励振した場合.

図5.5に示したダイアゴナル導波管の高次モードで励振した場合の、正面方向利得を TE_{10} Aモードで励振した場合の利得を基準にして計算した. 図5.9 (a) はホーンの開き角との関係, (b) は測定距離との関係を示す. この結果と, 図3.14 の円錐ホーンリフレクタアンテナの場合を, 開口面上の電磁力線の形が良く似たモードについて比較すると, TE_{01} モードに対応する TE_{20} Bモードで励振した場合の利得が高くなるのが目につく. また距離との関係では, TE_{31} モードに対応する TE_{21} モードの場合, α の増大に伴って利得が著しく増大する.



(a) ホーンの開き角との関係

(b) 測定距離との関係

図5.9 高次モードで励振した場合の正面方向利得

5.3.2 放射パターン

図5.5に示した各モードで励振した場合の放射パターンを図5.10～図5.19に示す。ダイアゴナルホーンの開口角は全て 32° にとり、測定距離の影響を示すために、無限遠の場合を実線、 $\alpha^2=0.5$ の場合を点線で示してある。基本モードで励振した場合の放射パターンは正面方向の利得を基準とし、高次モードで励振した場合の放射パターンは TE_{10} Aモードでの利得を基準にしている。

ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの特性は、基本モードで励振した場合の放射パターンにある。ひとつの特性は、サイドローブが、主ビームから離れるにしたがって急激に低くなることである。表5.3に ± 1 サイドローブレベルを、表5.4にサイドローブレベルが -40 dB以下となる角度を $u = \frac{D}{\lambda} \sin(\theta)$ の値で示している。いずれも比較のため円錐ホーンリフレクタアンテナの場合についても示している。

もうひとつの特性は、 YZ 面、 ZX 面のビーム中が偏波に x, y で変化しないことである。表5.5に3 dB降下点を u の値で示す。円錐ホーンリフレクタアンテナの値と比較のために示している。

表5.3 基本モードで励振したときの ± 1 サイドローブレベル (ホーンの開口角 32° , 測定距離 ∞)

測定面	励振モード	偏波成分	ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ	円錐ホーンリフレクタアンテナ
ZX	A	X	(-20.4 dB)	-17.2 dB
	B	Y	(-24.8 dB)	-24.2 dB
YZ	A	X	-29.2 dB	-26.4 dB
	B	Y	-29.6 dB	-18.0 dB

() はシヨルタニに値、 y の値を示す

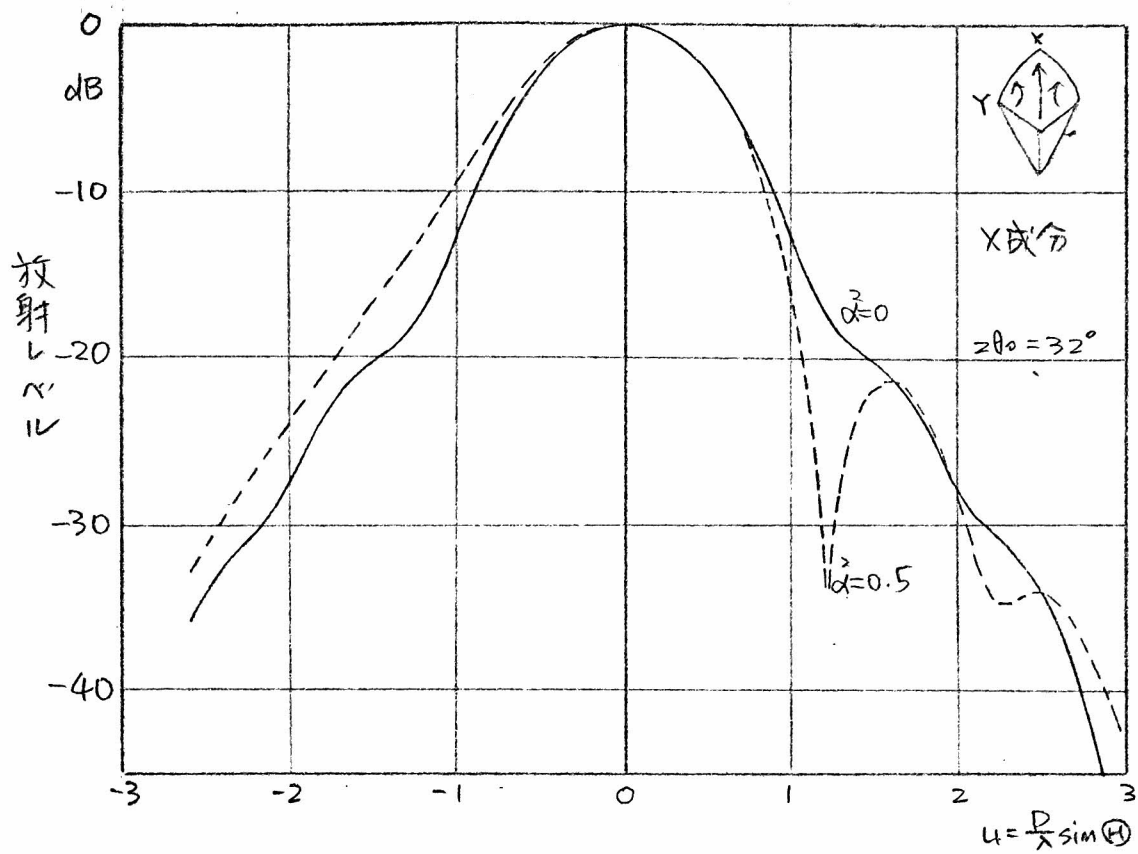
表5.4 サイドローブレベルが-40dB以下となる角度.

($u = \frac{D}{\lambda} \sin \Theta$ の値, ホーンの開口角 3° , 測定距離 ∞)

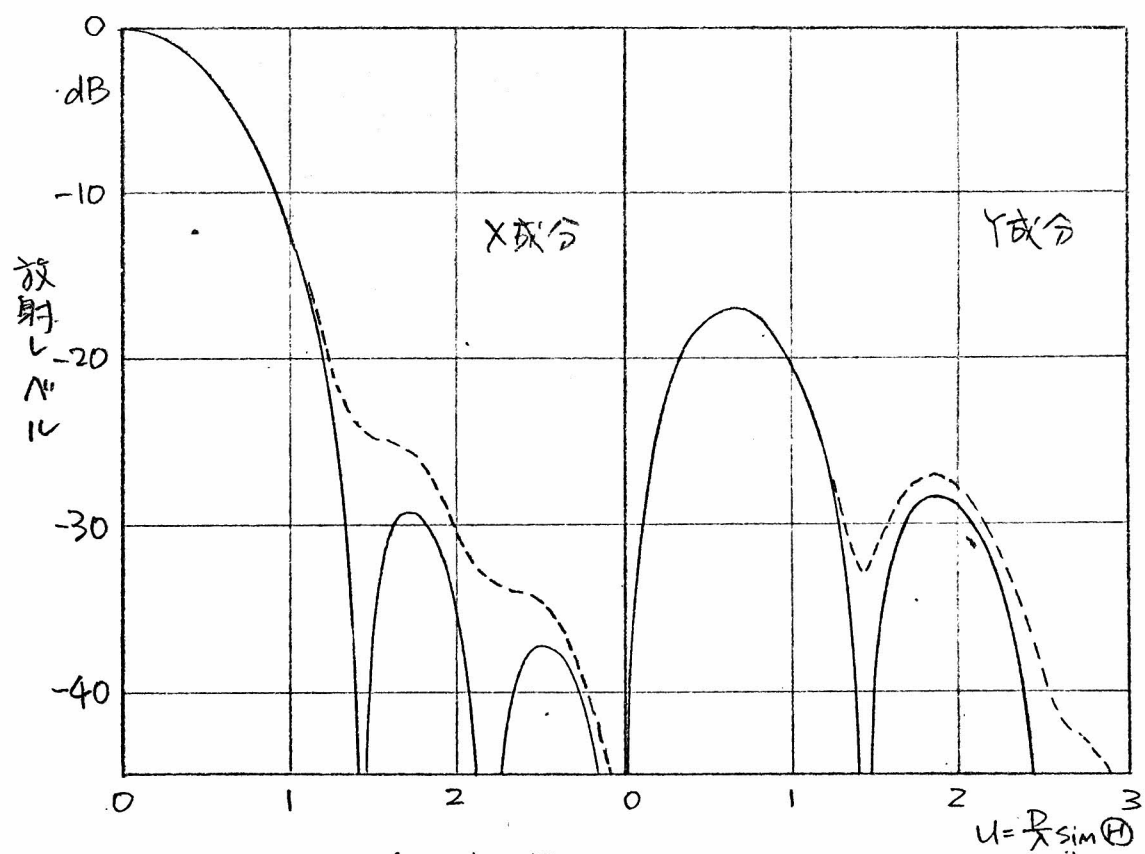
測定面	励振モード	偏波成分	ダイアゴナルホーン リフレクタアンテナ	円錐ホーンリフ レクタアンテナ
ZX	A	X	2.75	8以上
	B	Y	2.65	4.30
YZ	A	X	2.69	3.47
		Y	2.40	3.41
	B	Y	2.72	8以上
		X	2.21	1.90

表5.5 3dB降下点 ($u = \frac{D}{\lambda} \sin \Theta$ の値)

測定面	励振モード	偏波成分	ダイアゴナルホーン リフレクタアンテナ	円錐ホーンリフ レクタアンテナ
ZX	A	X	0.50	0.49
	B	Y	0.50	0.60
YZ	A	X	0.53	0.66
	B	Y	0.51	0.52



(a) ZX面内パターン



(b) YZ面内パターン

図5.10 ダイアゴナルホーリフレッタアンテナの放射パターン

(TE₁₀Aモード励振)

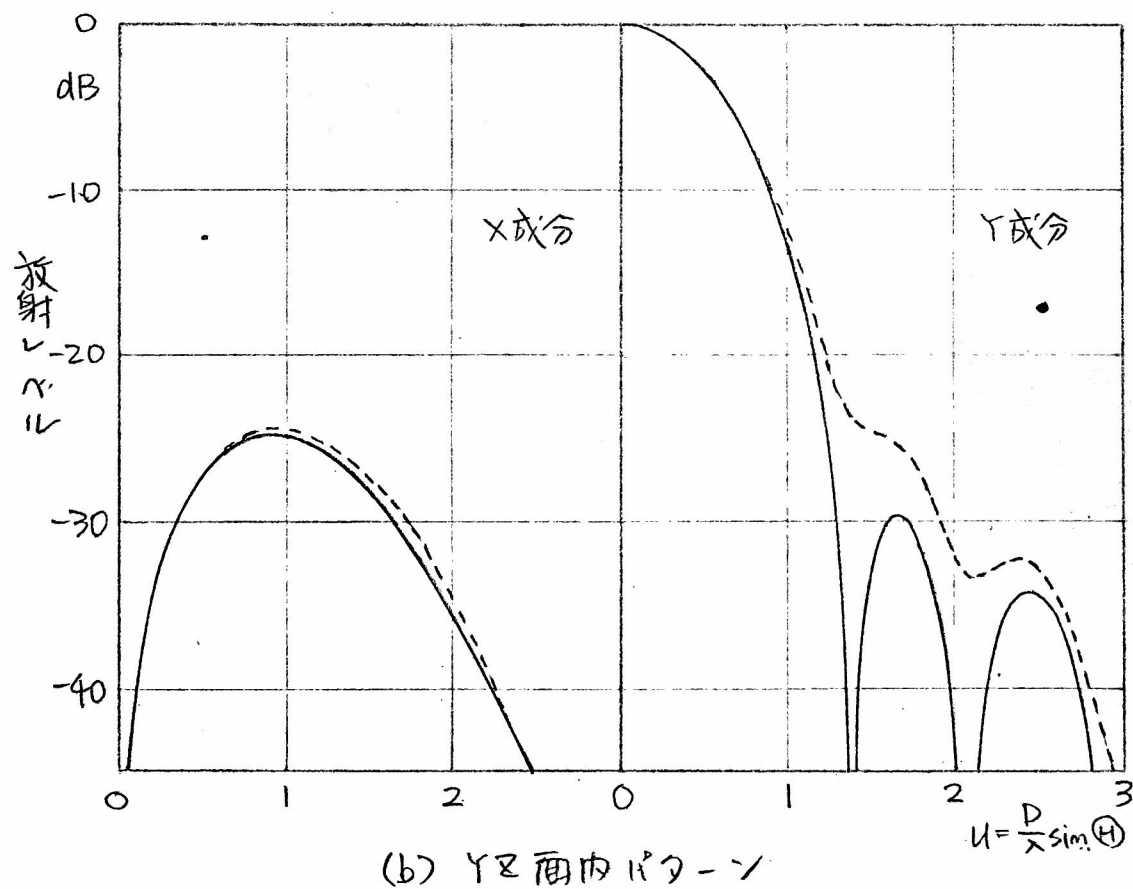
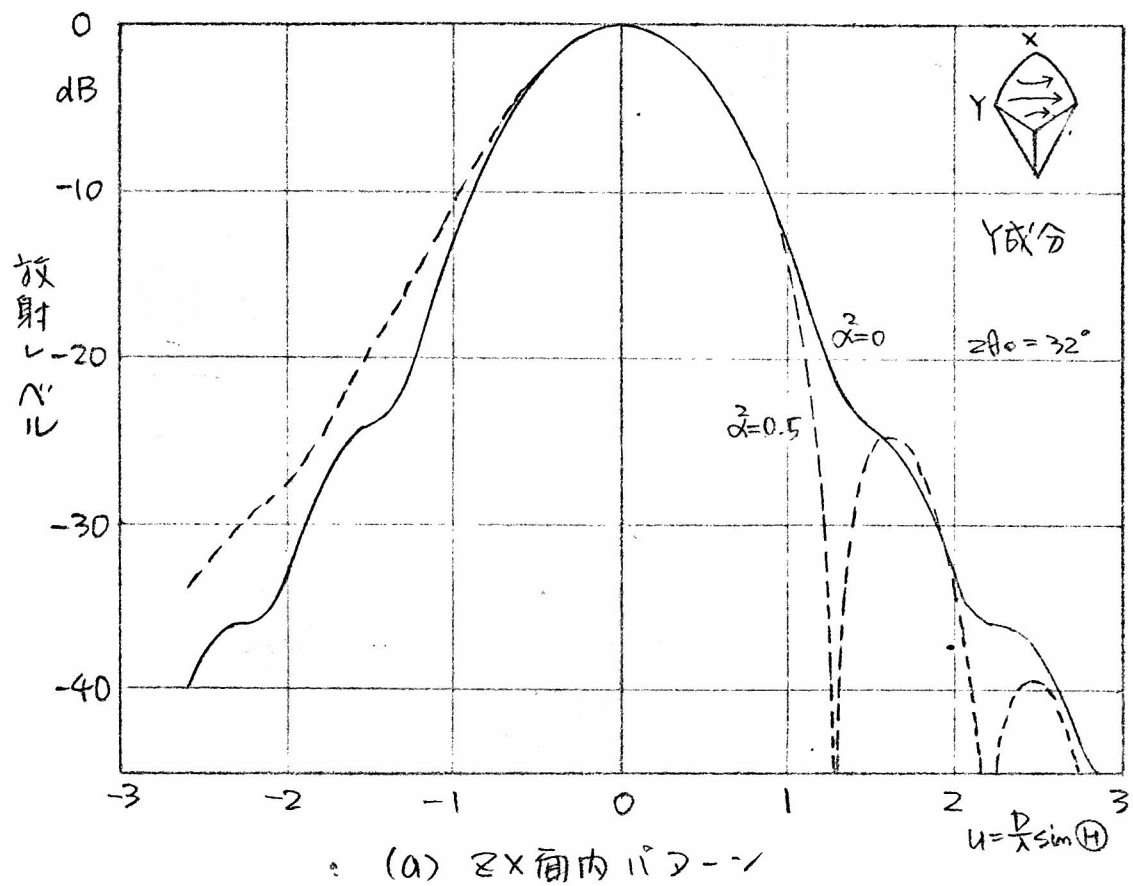
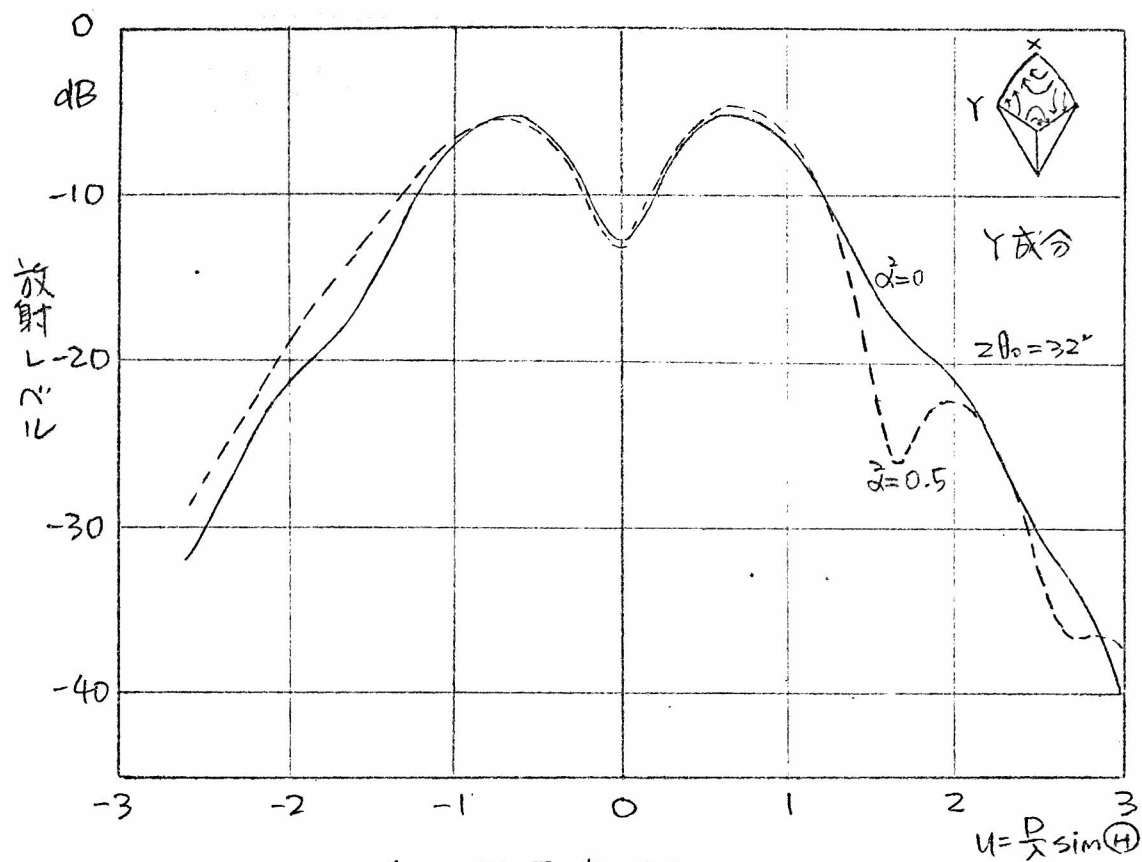
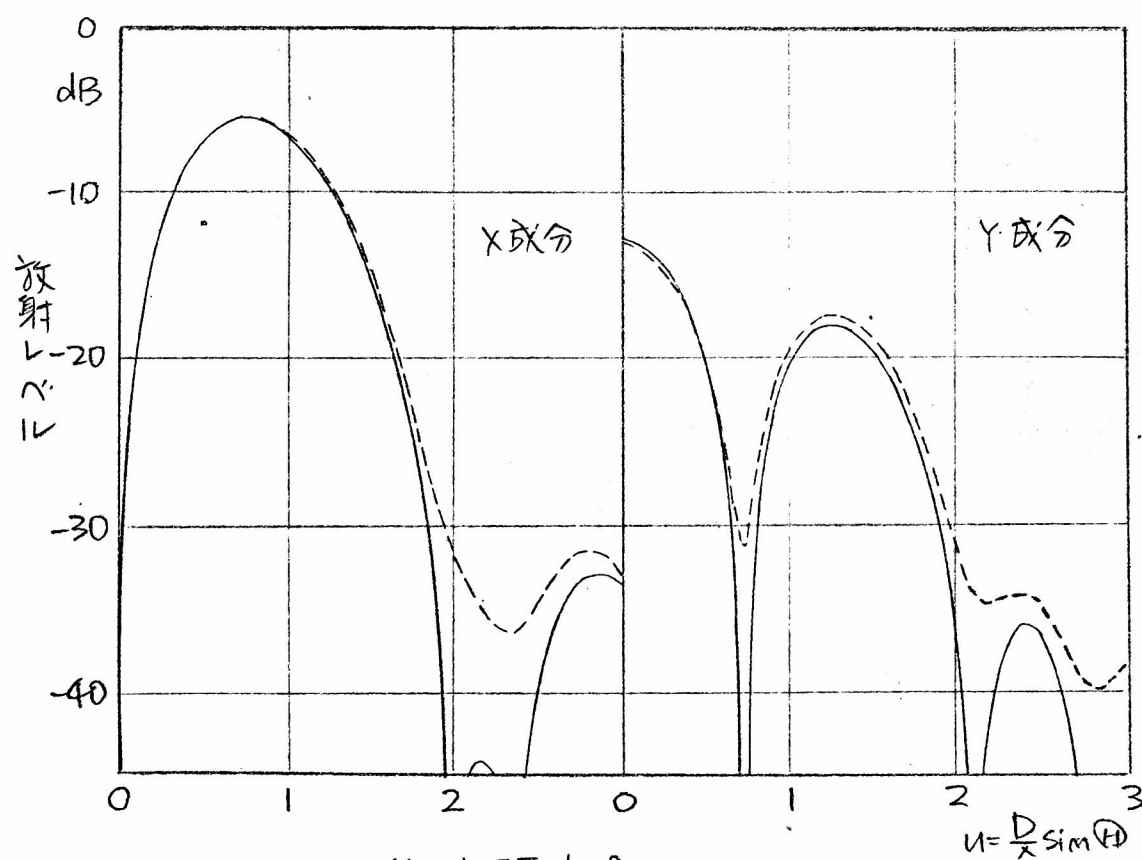


図5.11 ダイアゴナルホーンフレックアンテナの放射パターン
(TE₁₀ Bモード励振)



・ (a) XZ面内パターン



(b) YZ面内パターン

図5.12 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TE₁₁モード励振)

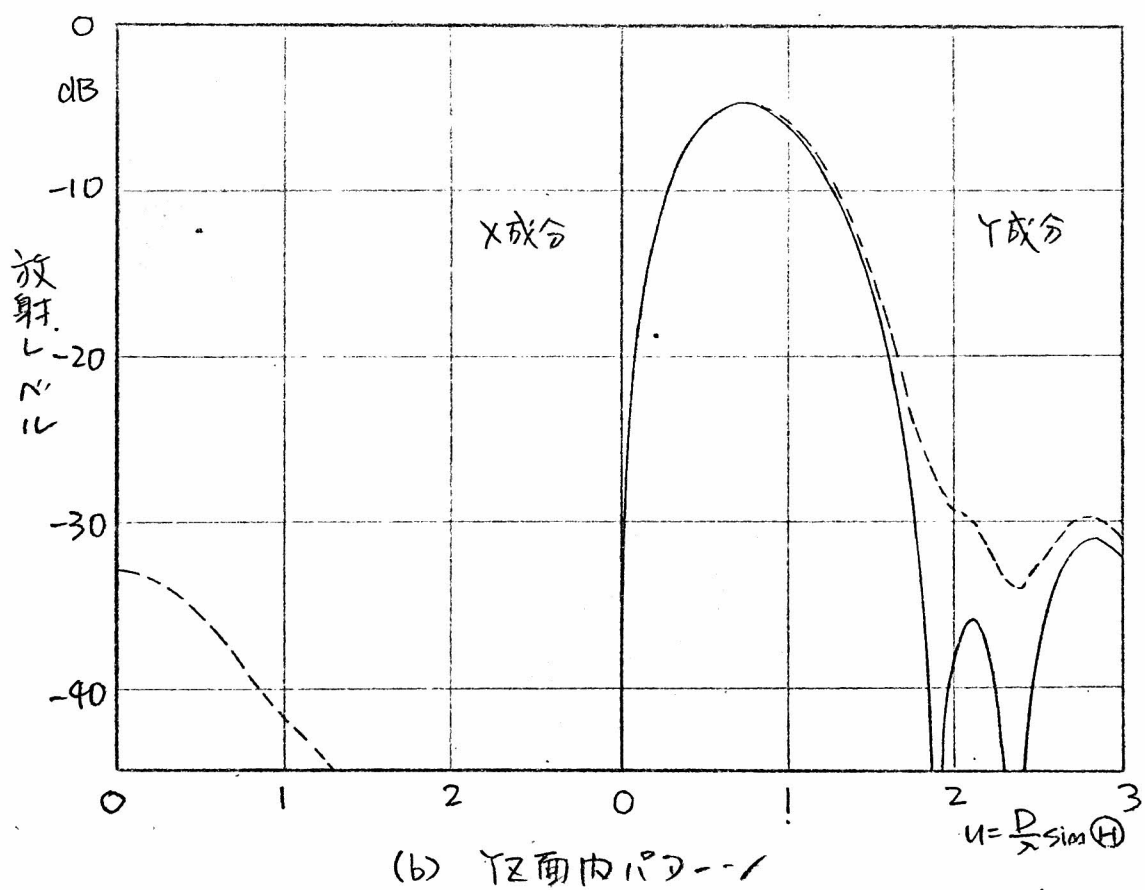
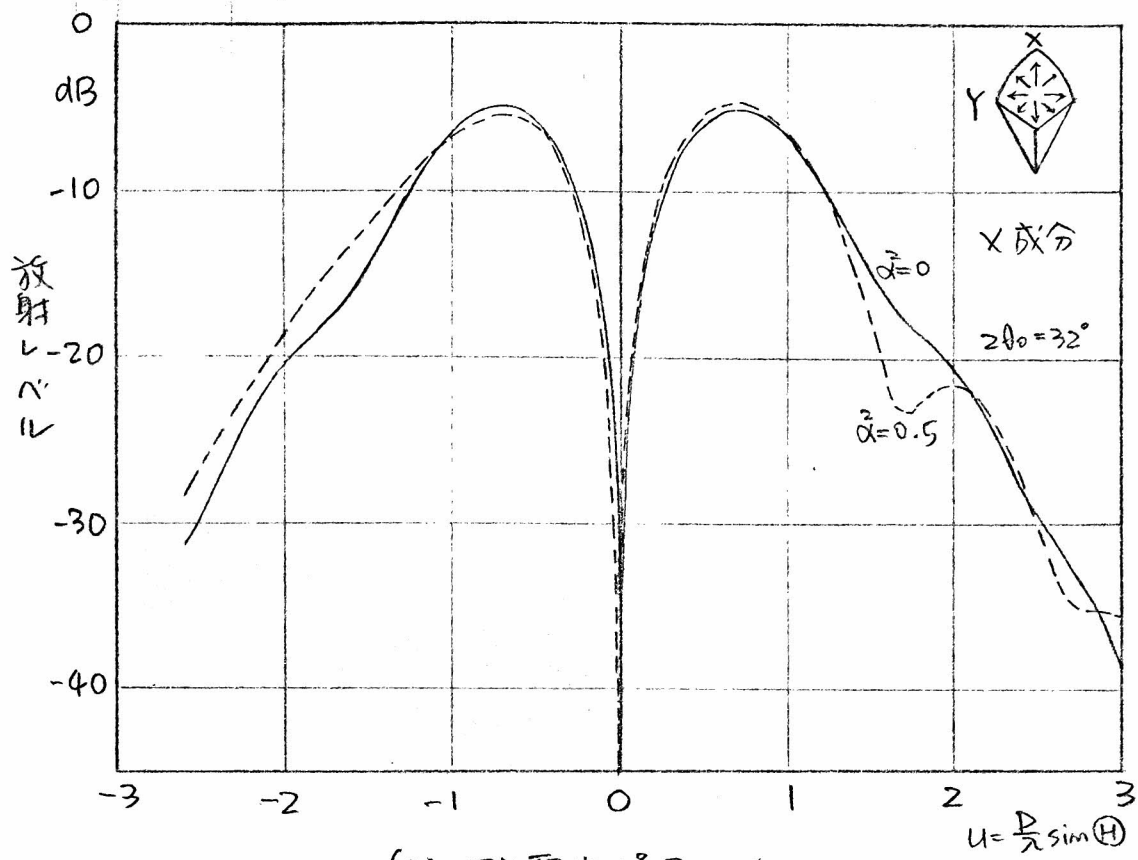


図5.13 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TM_{11} モード励振)

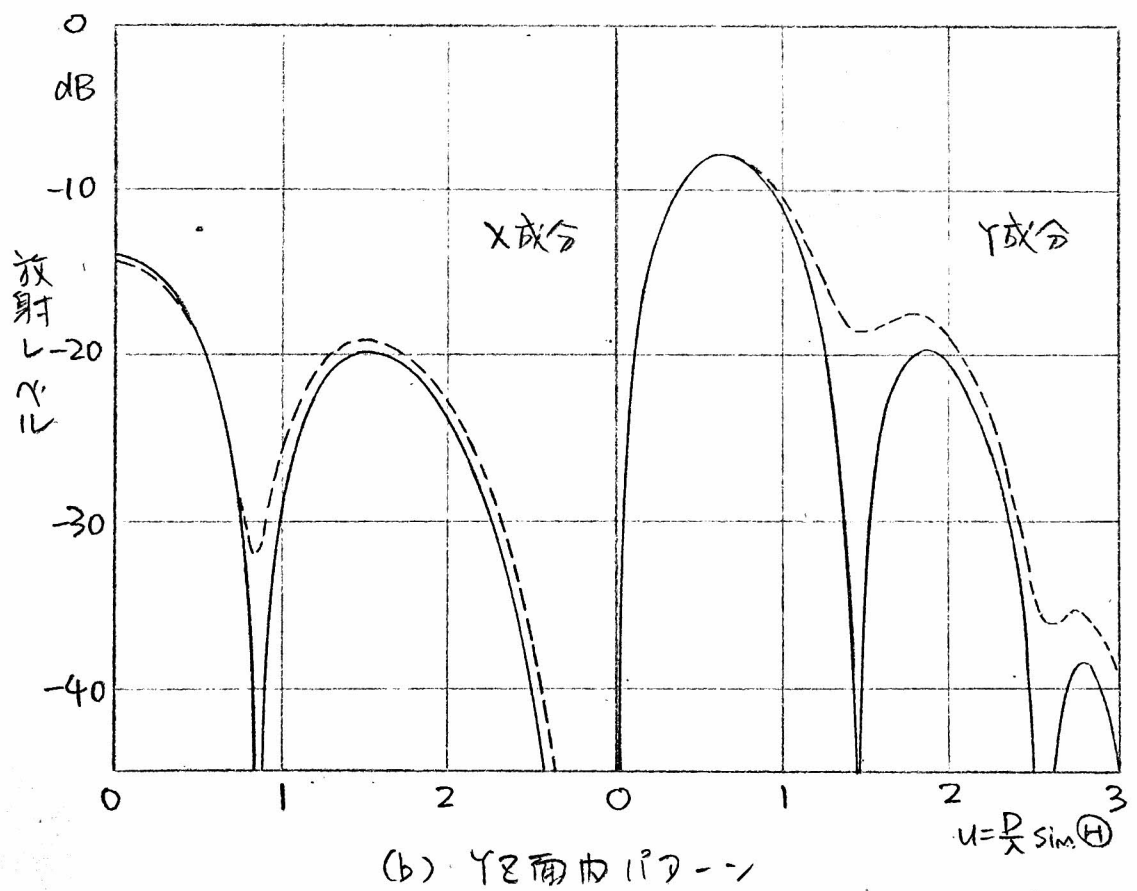
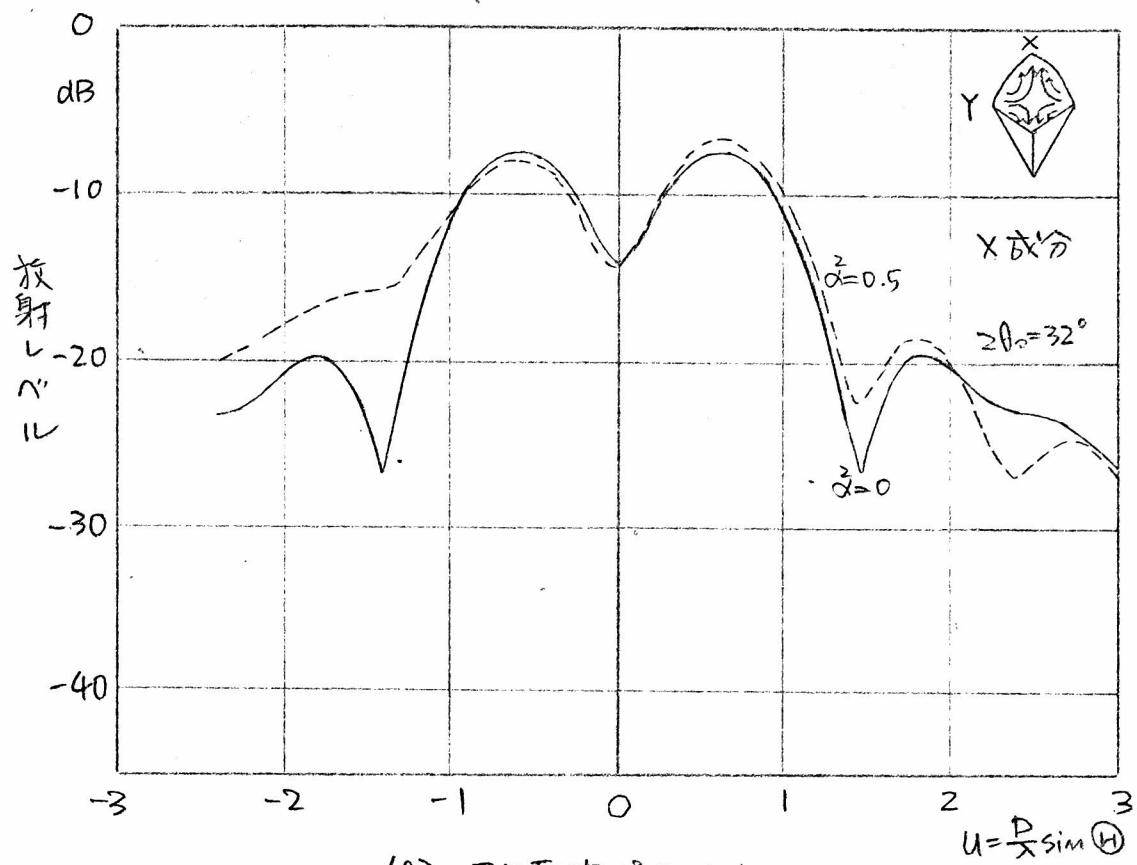


図5.14 ダイアゴナルホーンフレクタアンテナの放射パターン
(TE₂₀ Aモード励振)

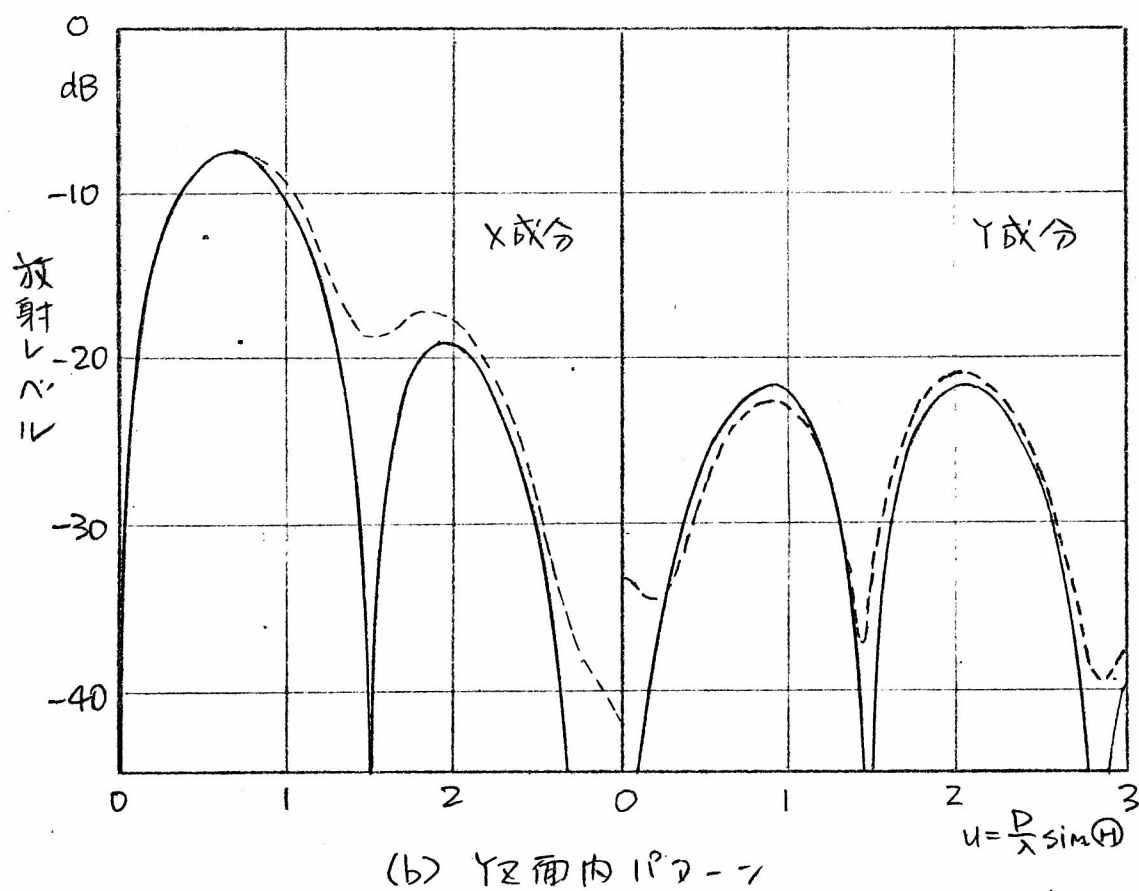
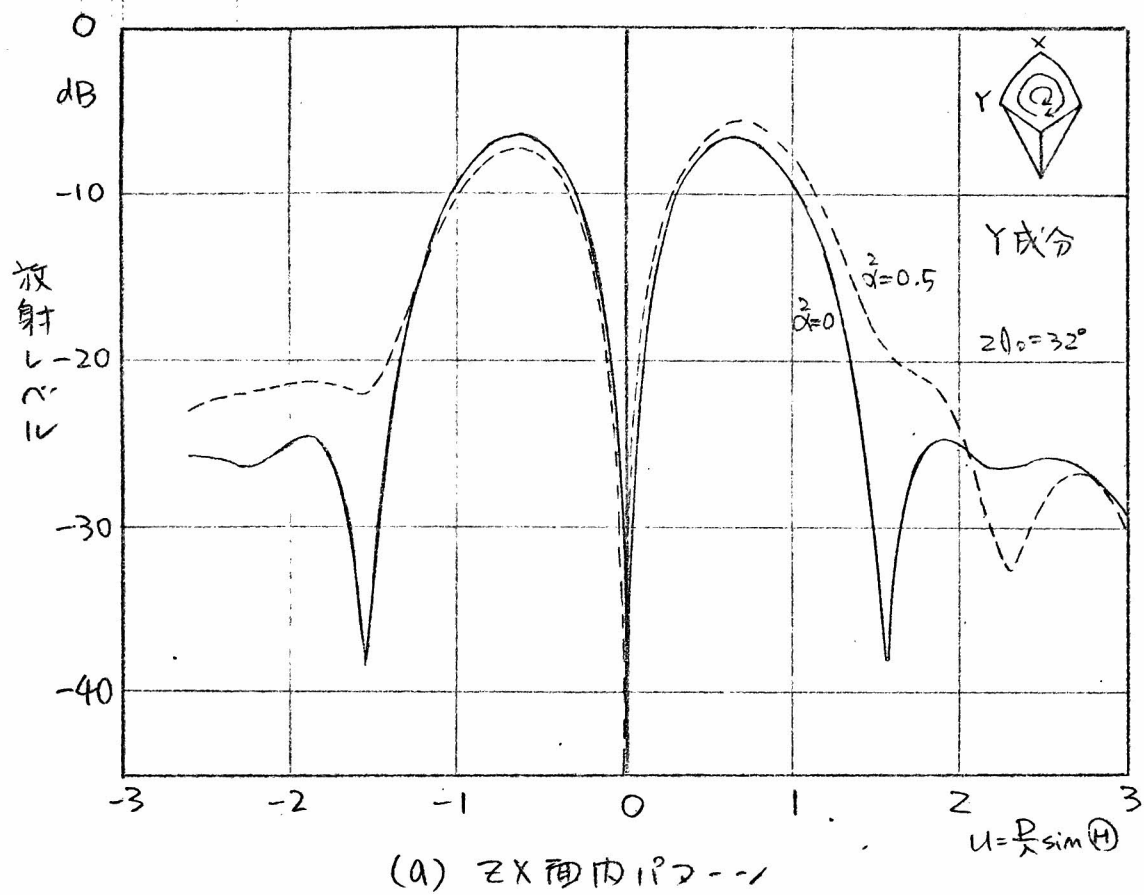


図5.15 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TE₂₀Bモード励振)

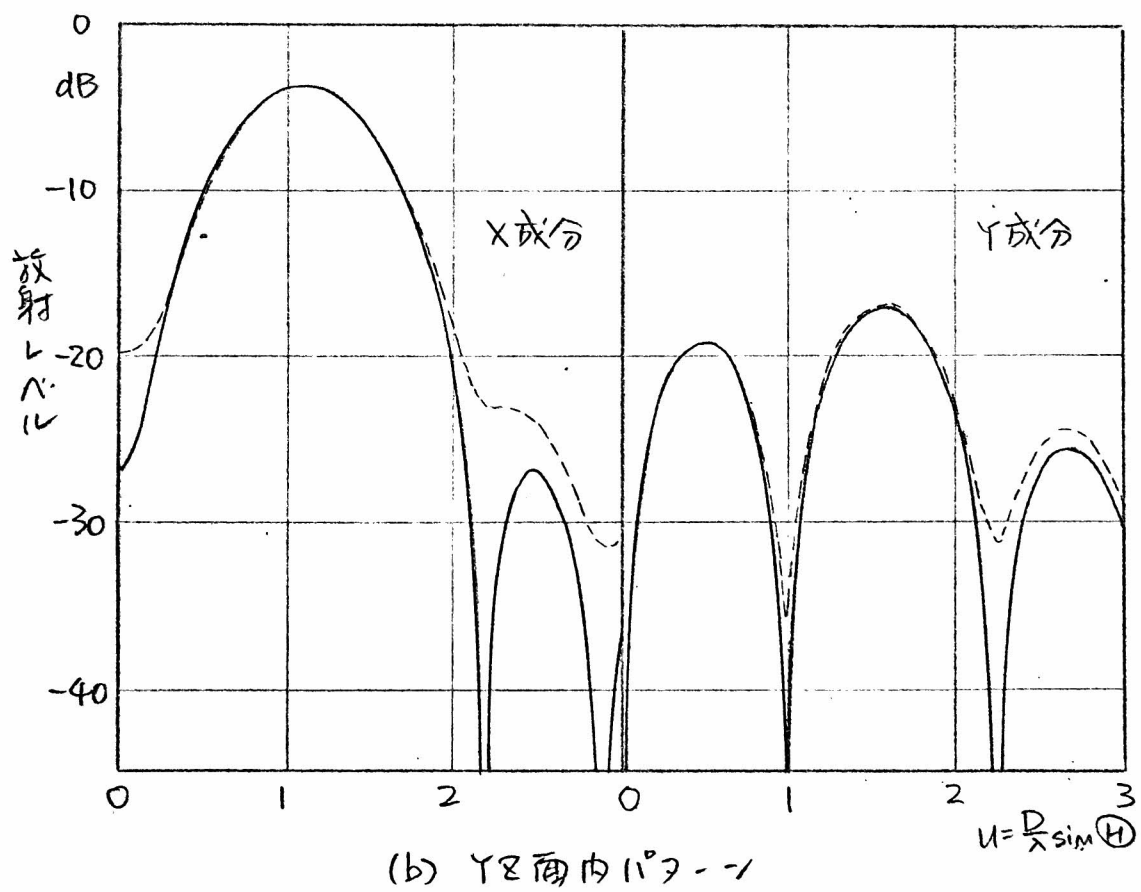
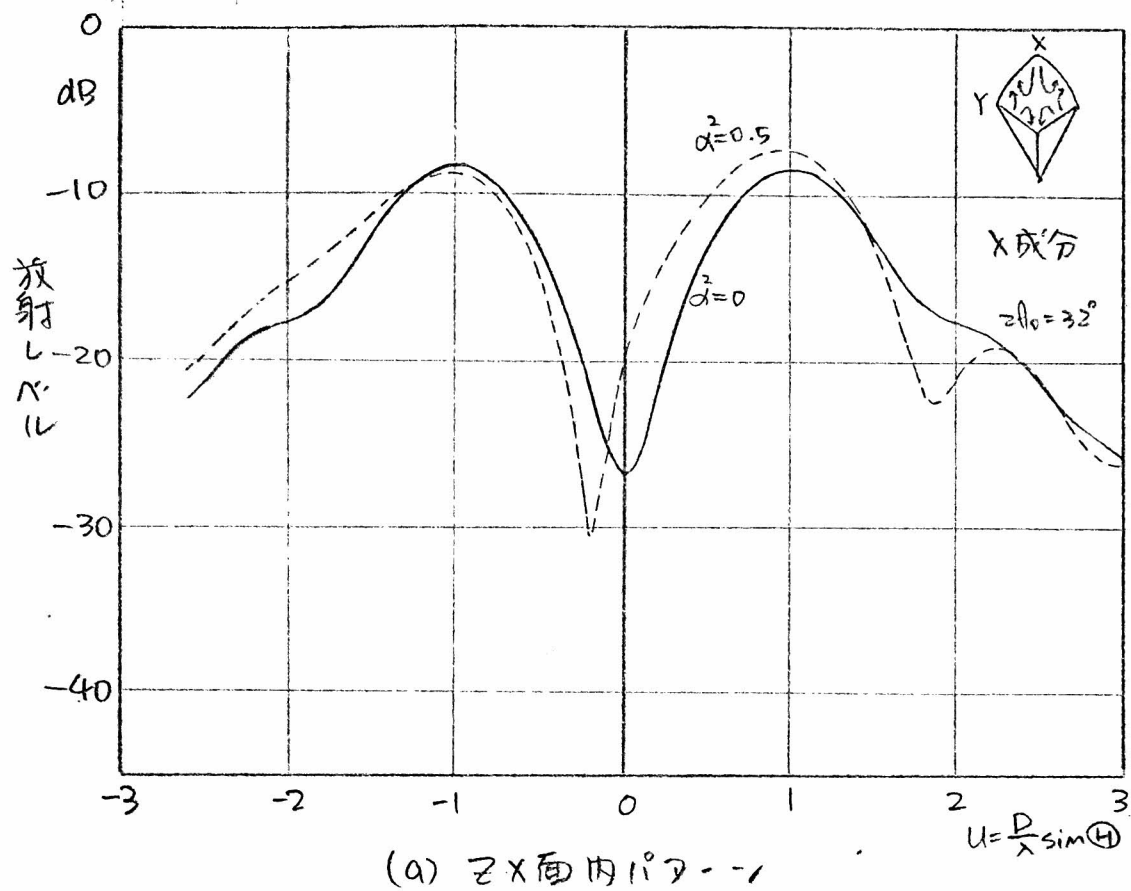
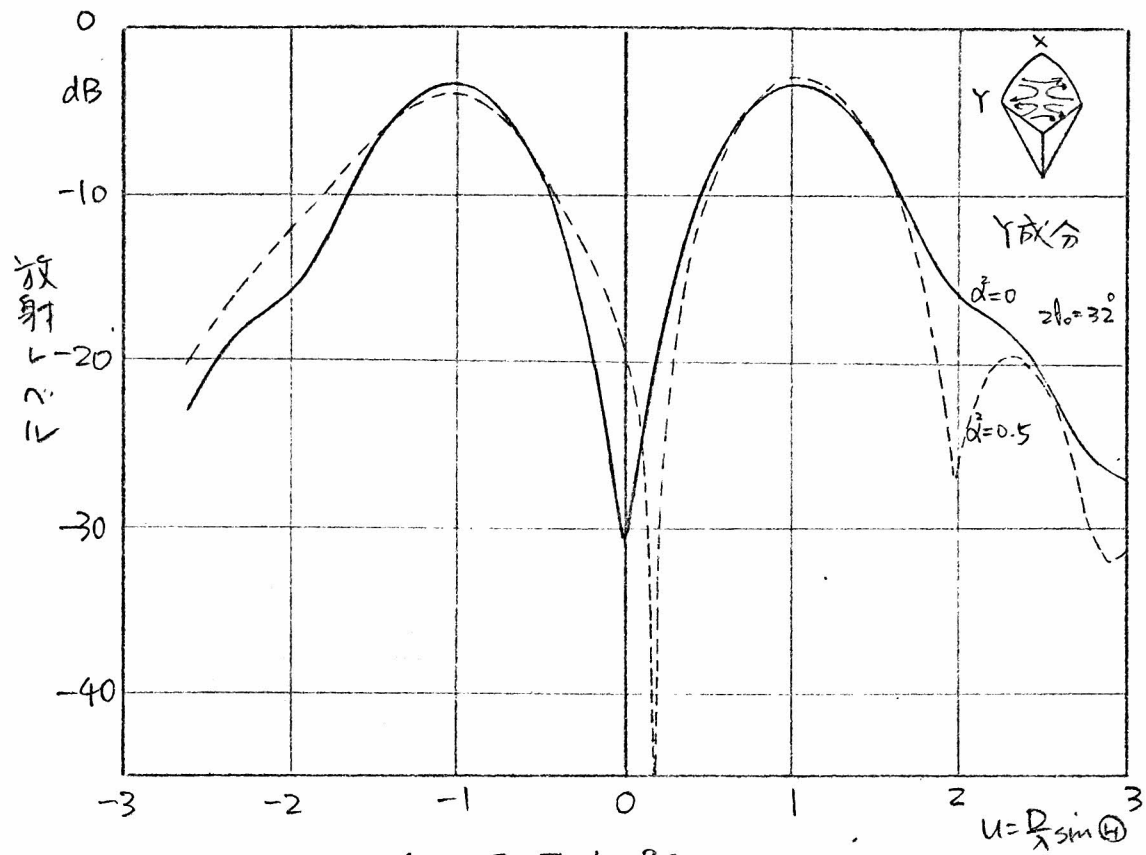
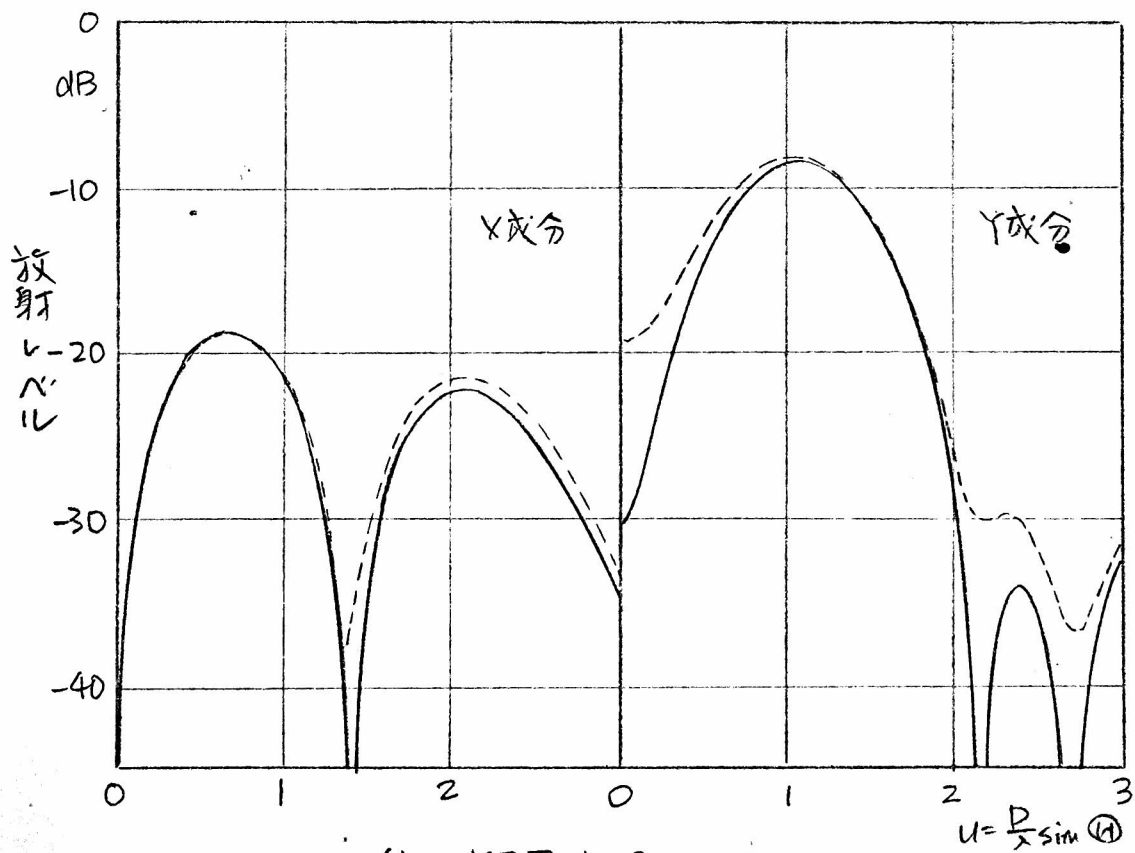


図5.16 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TE₂₁ Aモード励振)

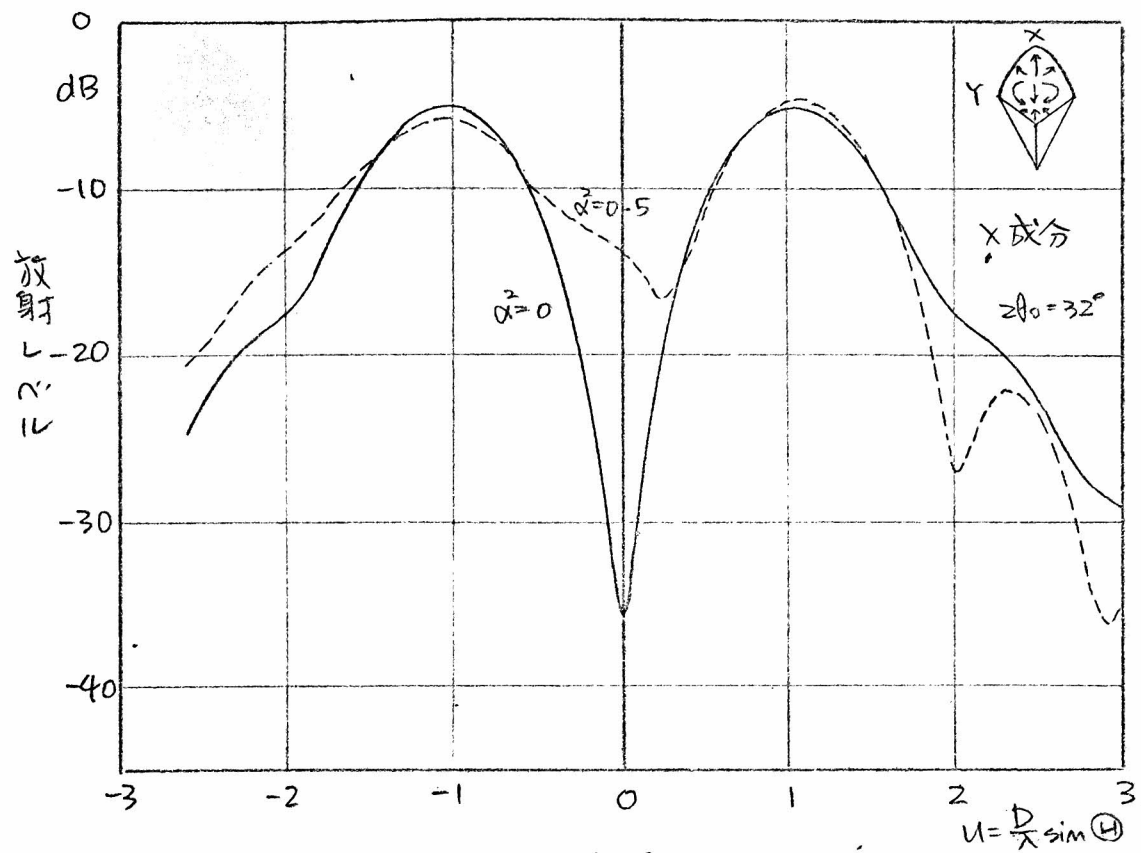


(a) XZ面内パターンの

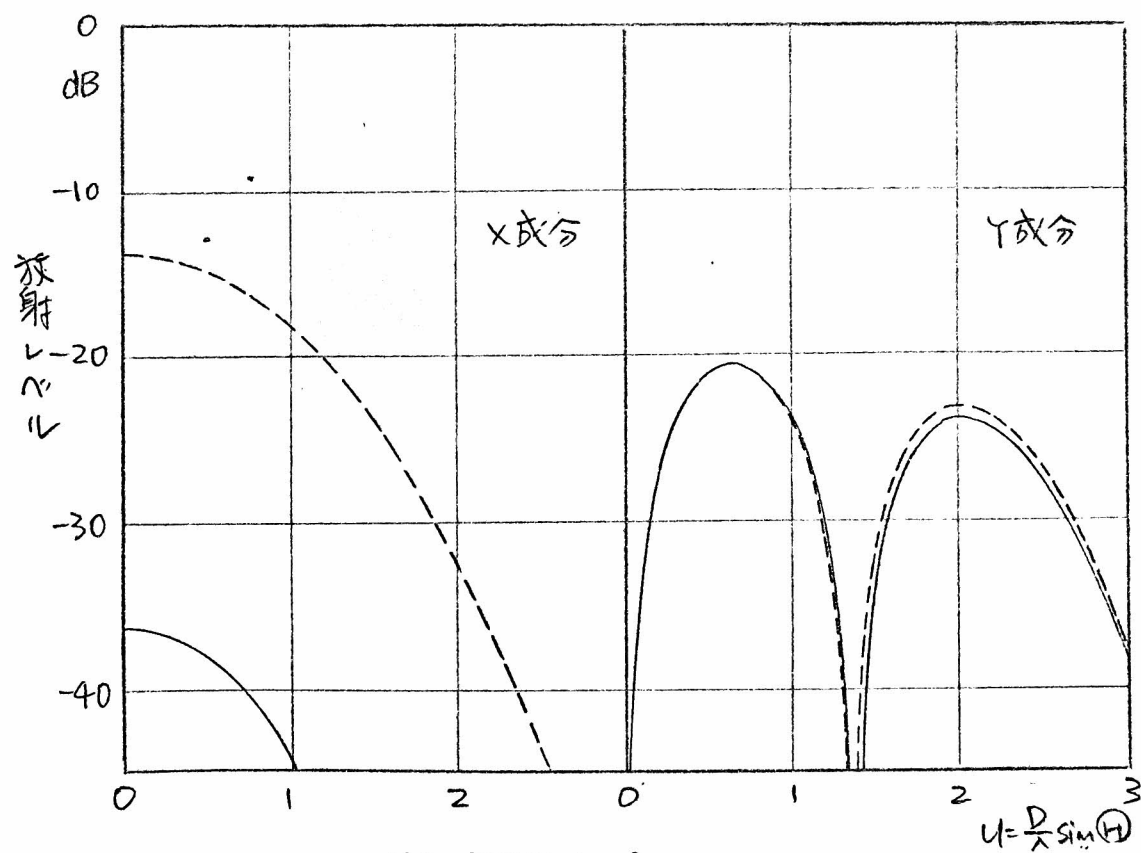


(b) YZ面内パターンの

図5.17 ダイアコナルホーリフレイクアレイの放射パターン
(TE₂₁ Bモード励振)

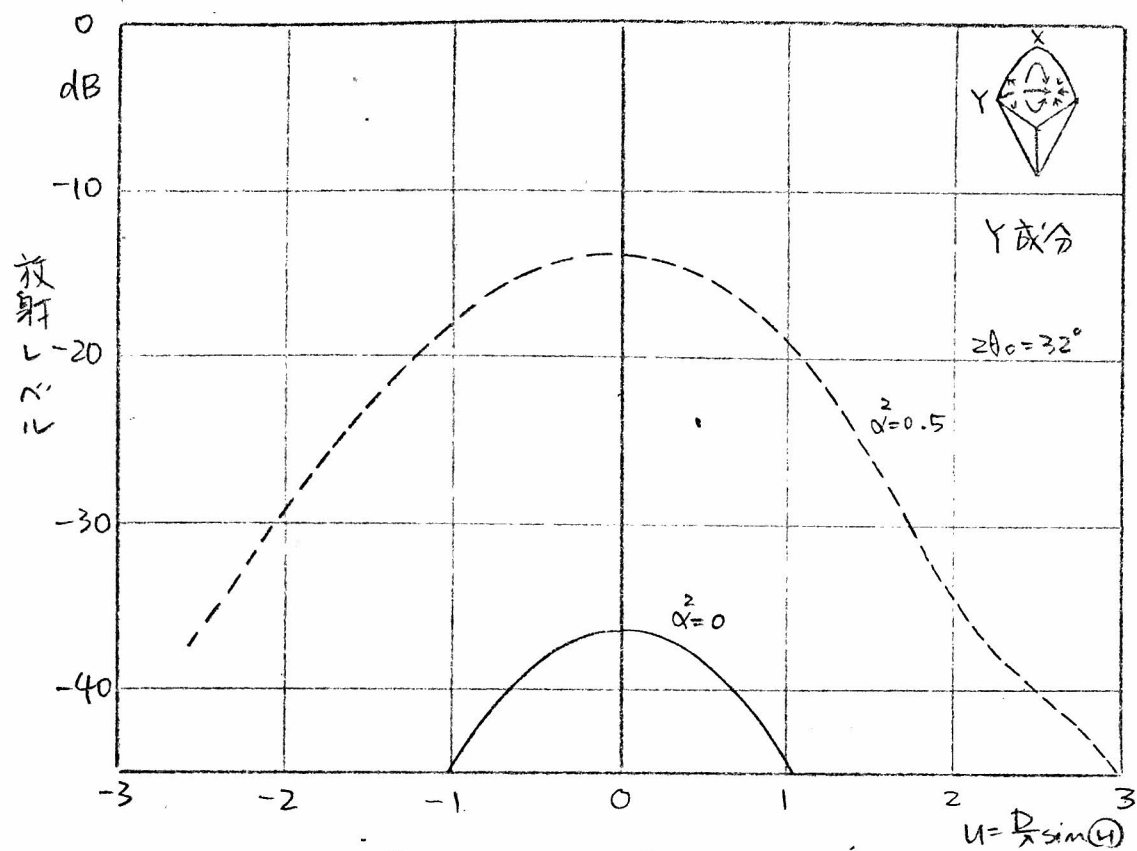


(a) XZ面内パターン

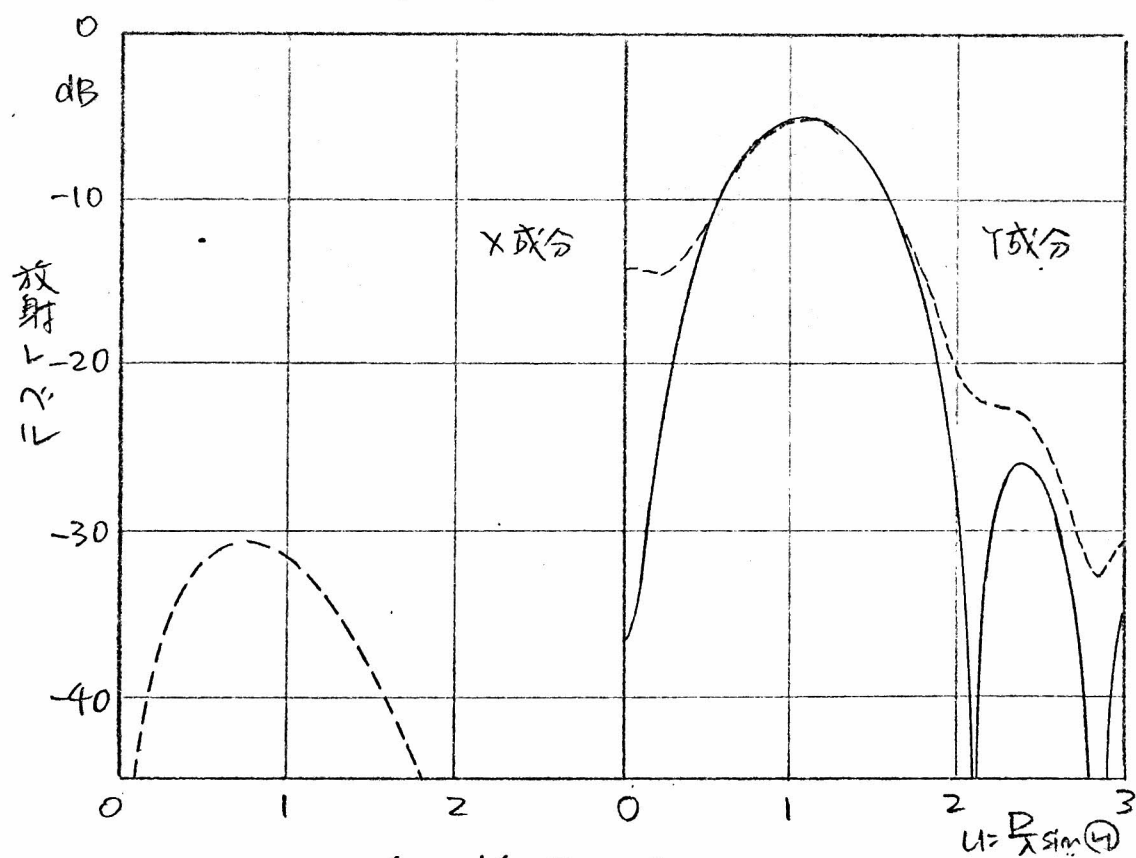


(b) YZ面内パターン

図 5.18 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TM_{z1} Aモード励振)



(a) ZX面内パターン



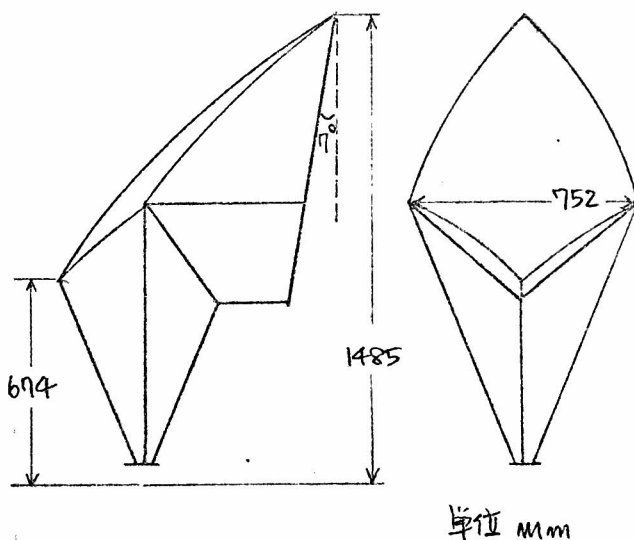
(b) YZ面内パターン

図5.19 ダイアコナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン
(TM_{21} モード励振)

5.4 模型実験の結果

5.4.1 模型アンテナの諸元

これまでに導いた理論的結果を実証するため、および実用化する場合の肉題点を明らかにするために、ダイアゴナルホーンの開き角 32° 、回転反射面鏡の焦点距離 500 mm 、口径径 D が 573 mm の模型を製作し、周波数 24 GHz の基本モードで励振した場合について実験を行った。実験は2回行ない、才1回目の実験では利得、放射パターンなどの基本的な放射特性を明らかにすることに重点をおいた。才2回目は、先の実験で明らかにした広角放射パターンの改善を目的とした。模型は才2回目の実験にあたって少し改造した。改造後の諸元を図5.20に示す。またしゃへい部の開口が垂直面に対して 7° の角度を成しているのは、フロントパネルを張った場合にその反射波がインピーダンスや放射パターンに影響することを避けるためである。



模型の諸元

ホーンの開き角 ($2\theta_0$)	32°
焦点距離 (f)	500 mm
口径径 (D)	573 mm
開口面積 (S)	0.329 m^2
鏡面精度 (rms)	0.282 mm

図5.20 模型アンテナの諸元

5.4.2 利得の測定結果

ダイヤゴナルホーンリフレクタアンテナの利得は、本アンテナを用いたときの受信レベルと、基準ホーンを用いたときの受信レベルの差を測定して求めた。送信アンテナには口径500 mmの円錐ホーンリフレクタアンテナを用い、測定距離は316 mであった。数回測定した結果の平均値を理論値と共に表5.6に示す。理論値は、(5.28)で計算された値に対し、鏡面の凹凸による利得低下0.35 dBを引いてあり、また測定距離による利得低下は、送信アンテナの口径径を考慮しても0.03 dB以下であったので、理論値には含んでいない。この模型において、利得の測定値と理論値はきわめてよく一致しているといえる。

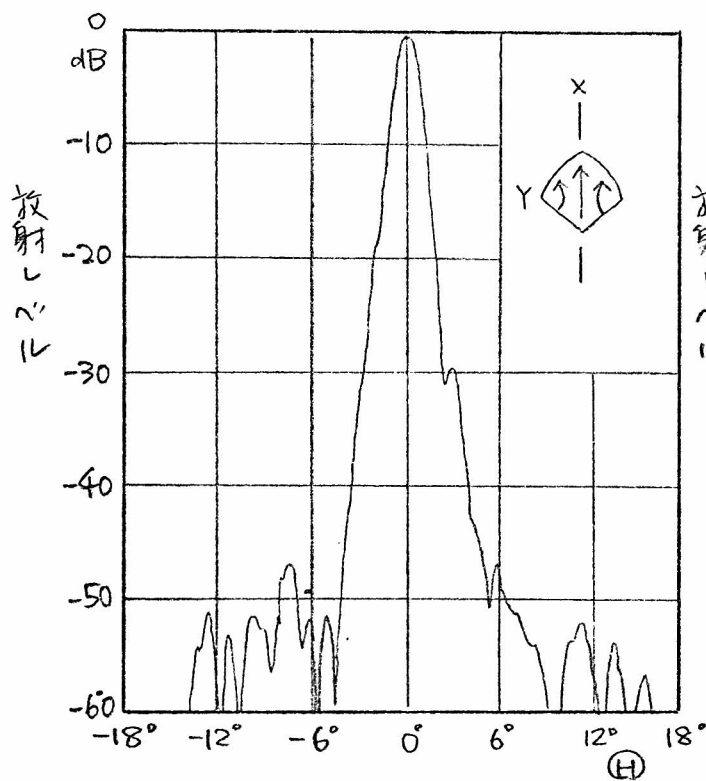
表5.6 利得の測定値と理論値の比較

()内は開口効率

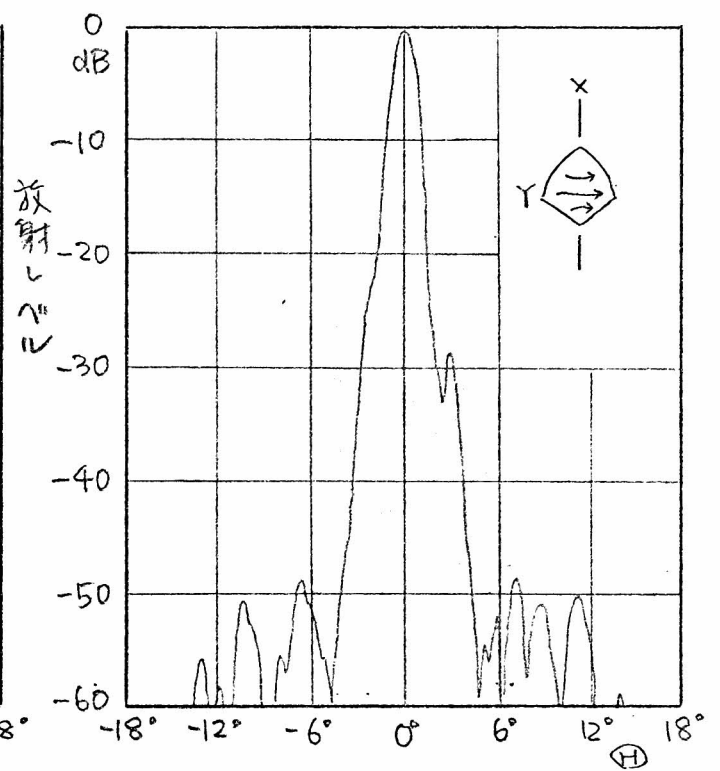
励振モード	測定値	理論値	理論値からのずれ
A.	42.59 dB (68.7%)	42.69 dB (70.3%)	-0.10 dB (-1.6%)
B	42.72 dB (70.8%)	42.84 dB (72.8%)	-0.12 dB (-2.0%)

5.4.3 近軸放射パワースの測定結果

基本モードで励振した場合の近軸放射パワースを YZ 面、 XY 面、 $\Phi=45^\circ$ の面において測定した結果が図5.21～5.23である。 $\Phi=45^\circ$ の面で測定を行ったのは、ダイヤゴナルホーンリフレクタアンテナの場合、この面内で比較的高いサイドローブが現われることが予想されたからである。

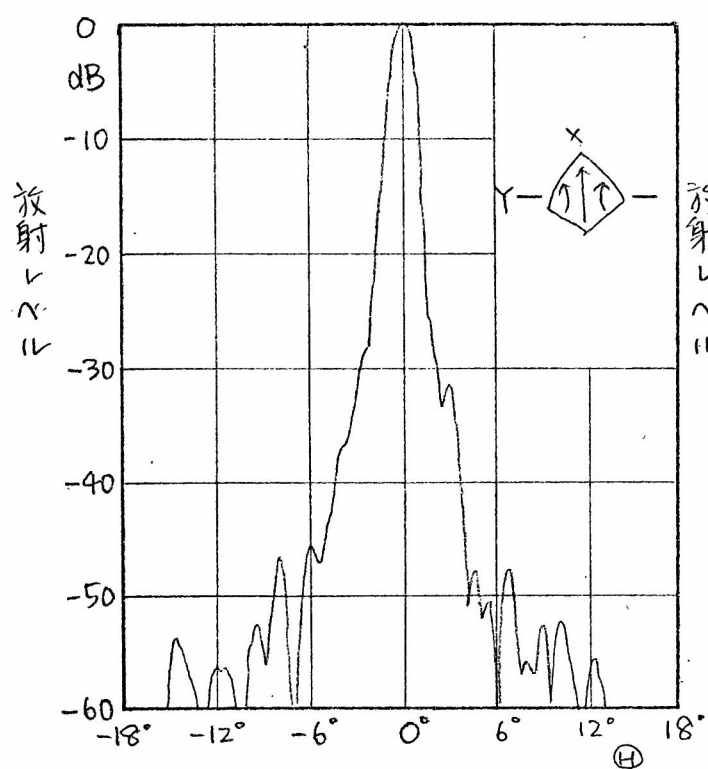


(a) TE₁₀ Aモード励振, X成分

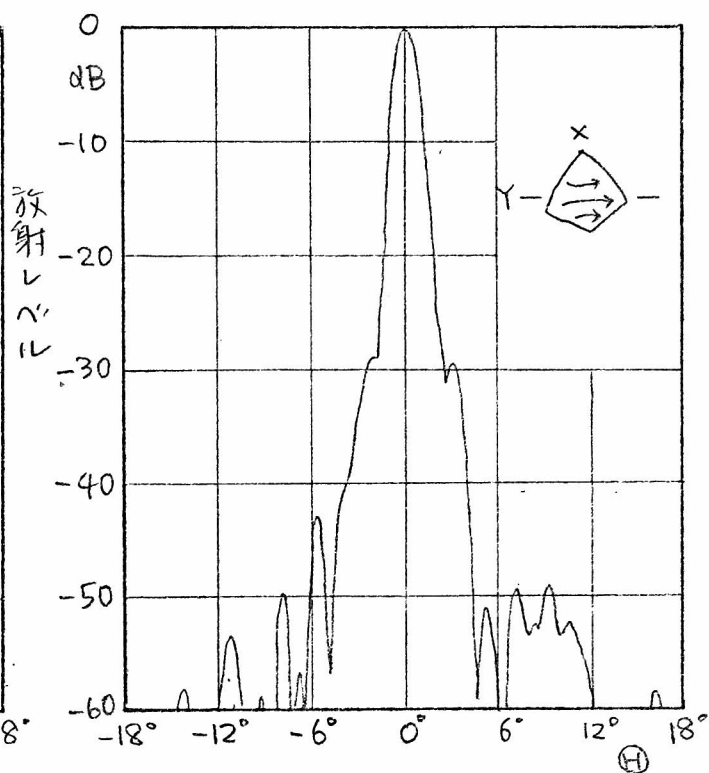


(b) TE₁₀ Bモード励振, Y成分

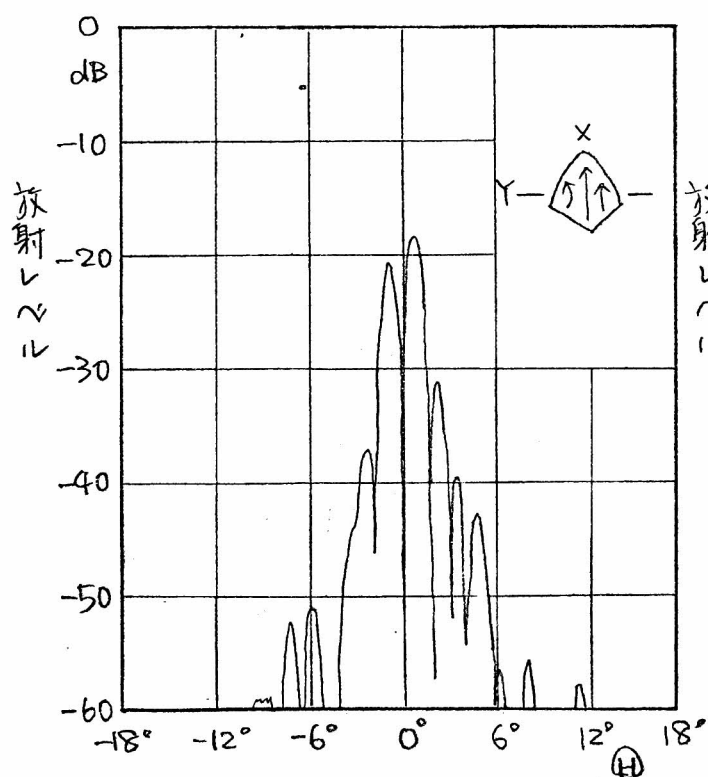
図5.21 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの近軸放射パターン
(Σ X面内)



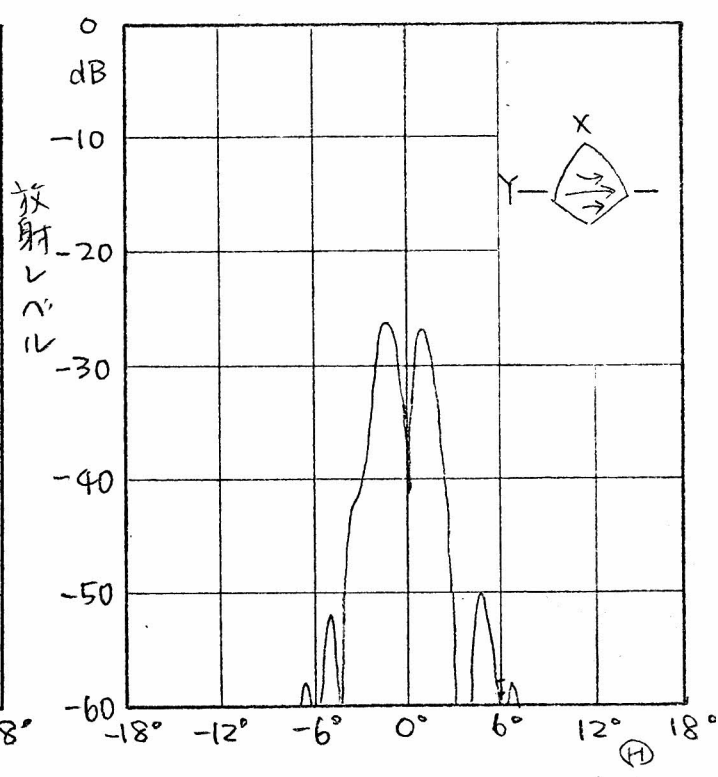
(a) TE₁₀ Aモード励振, X成分



(b) TE₁₀ Bモード励振, Y成分



(c) TE₁₀ Aモード励振, Y成分



(e) TE₁₀ Bモード励振, X成分

図5.22 ダイアゴナルホーリフラクタアンテナの近軸放射パターン
(YZ面内)

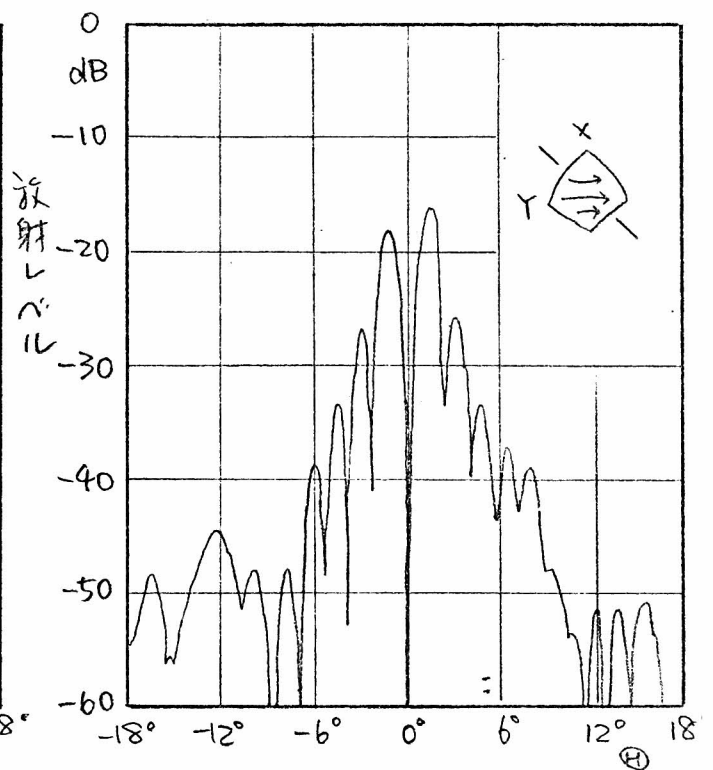
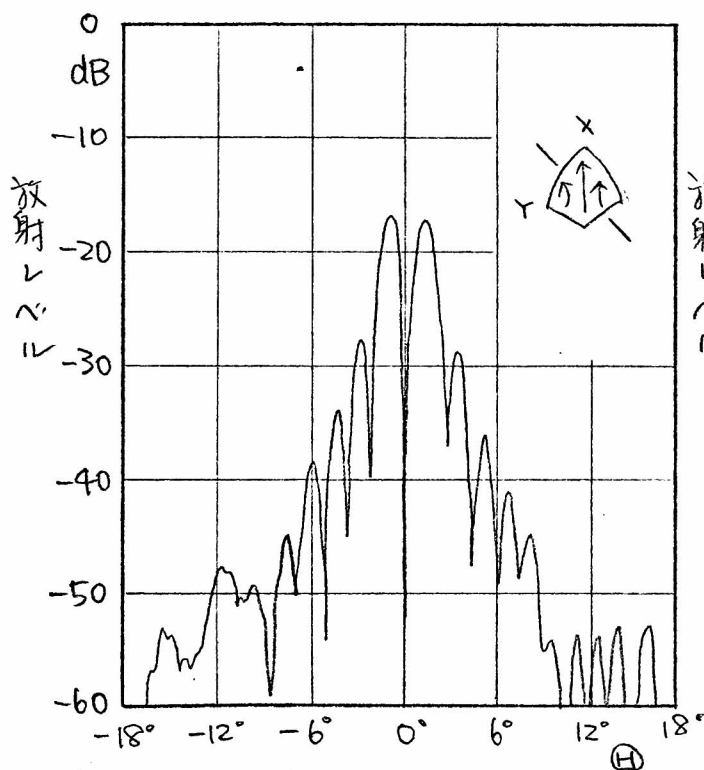
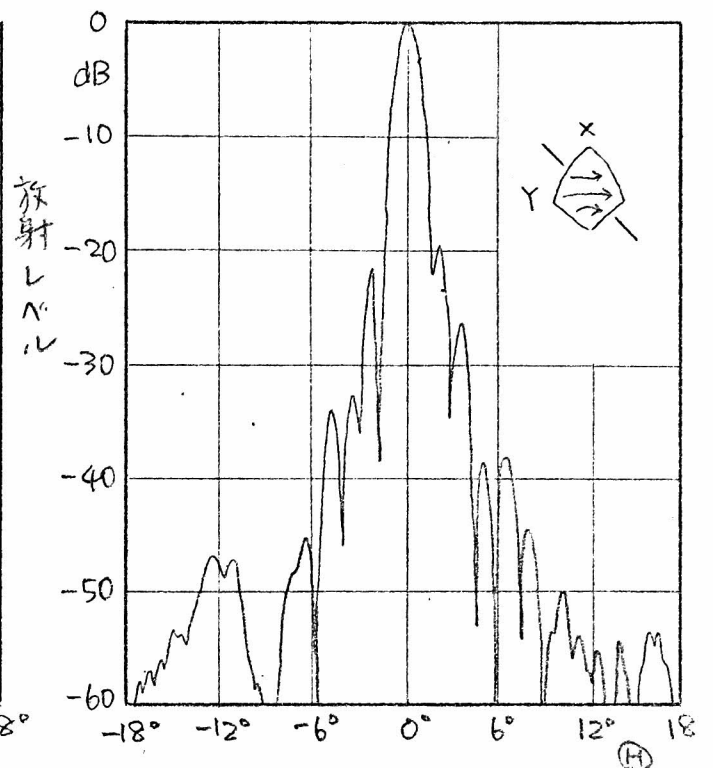
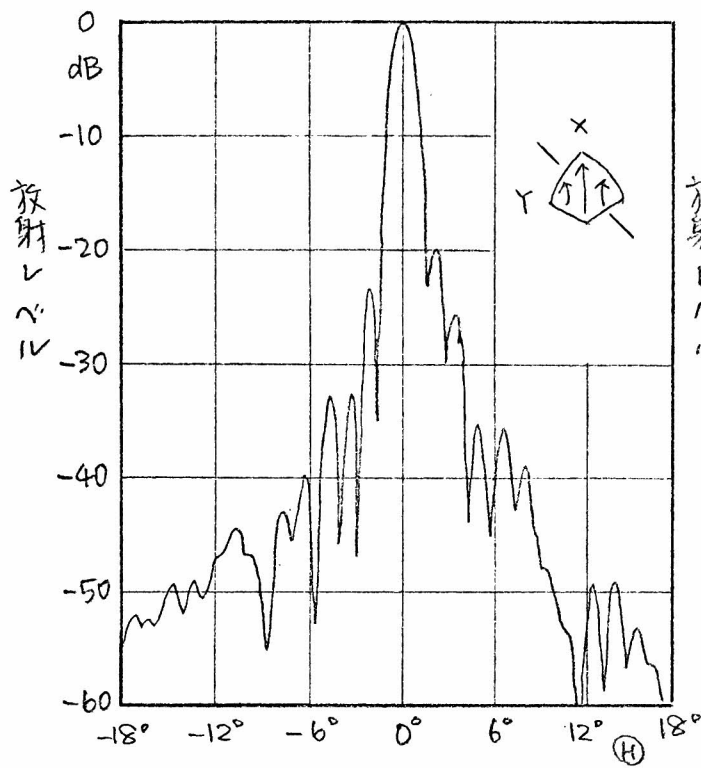


図5.23 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの近軸放射パターン

($\Phi = 45^\circ$ 面内)

表5.7にオ1サドローフのレベルと方向を理論値と比較して示してある。オ1サドローフはよく理論値と一致しており、その差はレベルで3dB以内、方向で10%以内である。

表5.7 オ1サドローフのレベルと方向

測定面	励振モード	偏波成分	測定値 (-dB)				理論値 (-dB)	
			レベル (dB)	方向	レベル (dB)	方向	レベル (dB)	方向
ZX	A	X	(20.4)	-2.06°	(20.4)	1.86°	(20.4)	±1.93°
	B	Y	(24.5)	-2.20°	(26.2)	1.99°	(24.8)	±1.99°
YZ	A	X	28.7	-2.22°	26.4	2.02°	29.2	±2.14°
	B	Y	29.3	-2.14°	(26.6)	2.02°	29.6	±2.06°
$\Phi=45^\circ$	A	X	23.5	-2.11°	20.0	2.05°		
	B	Y	21.4	-2.03°	19.7	2.10°		

() はシミュレーションによって示す。

表5.8は、サドローフレベルが-40 dB以下になる境界角を示してある。理論値と比較すると30%の差があるが、それでも他の形式のアンテナに比べて、低サドローフであるといえる。なお $\Phi=45^\circ$ 面ではZX面やYZ面に比べて幾何境界角が大きい。

表5.9に3dB中の測定値と理論値を示す。両者を比較すると、測定値は全て理論値より大きい。その相対誤差はほとんど7%以内であり、両者はよく一致しているといえる。また $\Phi=45^\circ$ 面のビーム中でもZX面、YZ面の場合とほとんど等しく、主ビームの断面は円形であることがわかる。

表5.8 サイドローレベルが-40dB以下となる角度

測定面	励振モード	偏波成分	測定値		理論値
ZX	A	X	-3.65°	3.77°	±3.44°
	B	Y	-3.18°	3.89°	±3.31°
YZ	A	X	-4.42°	3.68°	±3.36°
		Y	-2.69°	3.66°	±3.00°
	B	Y	-3.67°	3.76°	±3.40°
		X	-2.76°	2.33°	±2.76°
$\Phi=45^\circ$	A	X	-5.19°	8.04°	/
		Y	-6.04°	5.04°	
	B	Y	-5.15°	6.78°	
		X	-6.14°	8.00°	

表5.9 3dB巾

測定面	励振モード	偏波成分	測定値	理論値
ZX	A	X	1.31°	1.26°
	B	Y	1.30°	1.26°
YZ	A	X	1.39°	1.32°
	B	Y	1.30°	1.28°
$\Phi=45^\circ$	A	X	1.31°	/
	B	Y	1.31°	

5.4.4 広角放射パターンの測定結果と其の改善

ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの広角放射パターンには、Aモードで励振した場合YZ面内 $\pm 60^\circ$ 方向に -46 dB 程度のレベルのサイドローブが現われることが、 α 1回の実験により明らかになった。これは図5.24に示すように、

ホーン部とシャヘリ部のつぎ目aで回折あるいは散乱される電波がシャヘリ部分bにあたり、YZ面内 $\pm 60^\circ$ 方向に放射されるためと思われる。そこで α 2回の実験では、bの部分に電波吸収体をはりつけた状態で測定を行ない、この場合 $\pm 60^\circ$ 方向のサイドローブが消滅することを明らかにした。

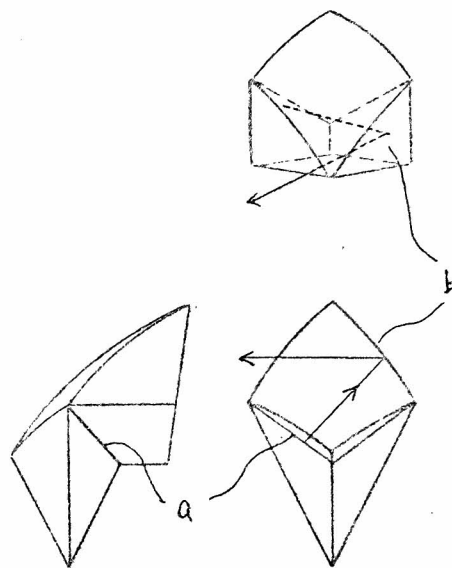


図5.24 YZ面内 $\pm 60^\circ$ 方向のサイドローブ

図5.25に改造前の広角放射パターンを、図5.26に改造後シャヘリ部の内側に電波吸収体を取りつけた場合の広角放射パターンを示す。なおこの測定はフロントパネルを取りつけた状態で行ったものであが、その反射波による放射パターンの劣化は見られない。

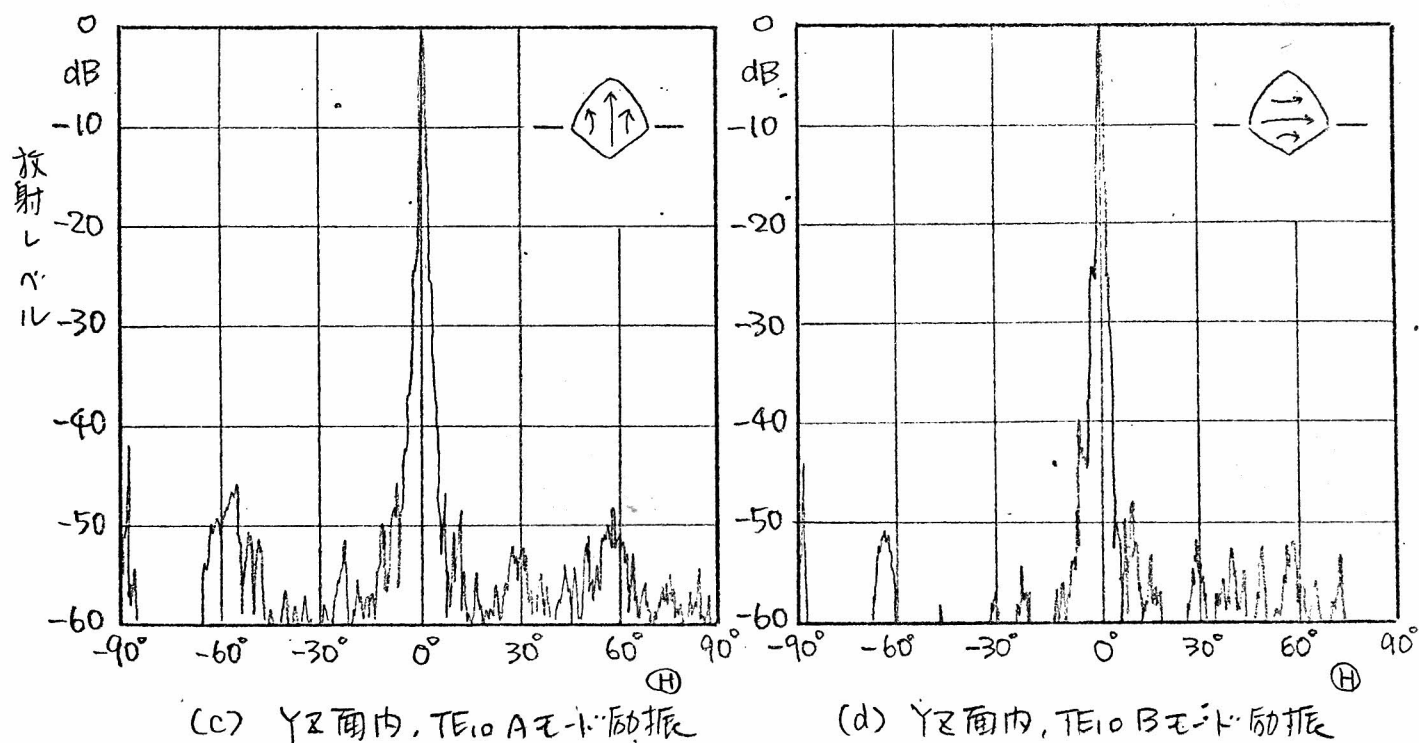
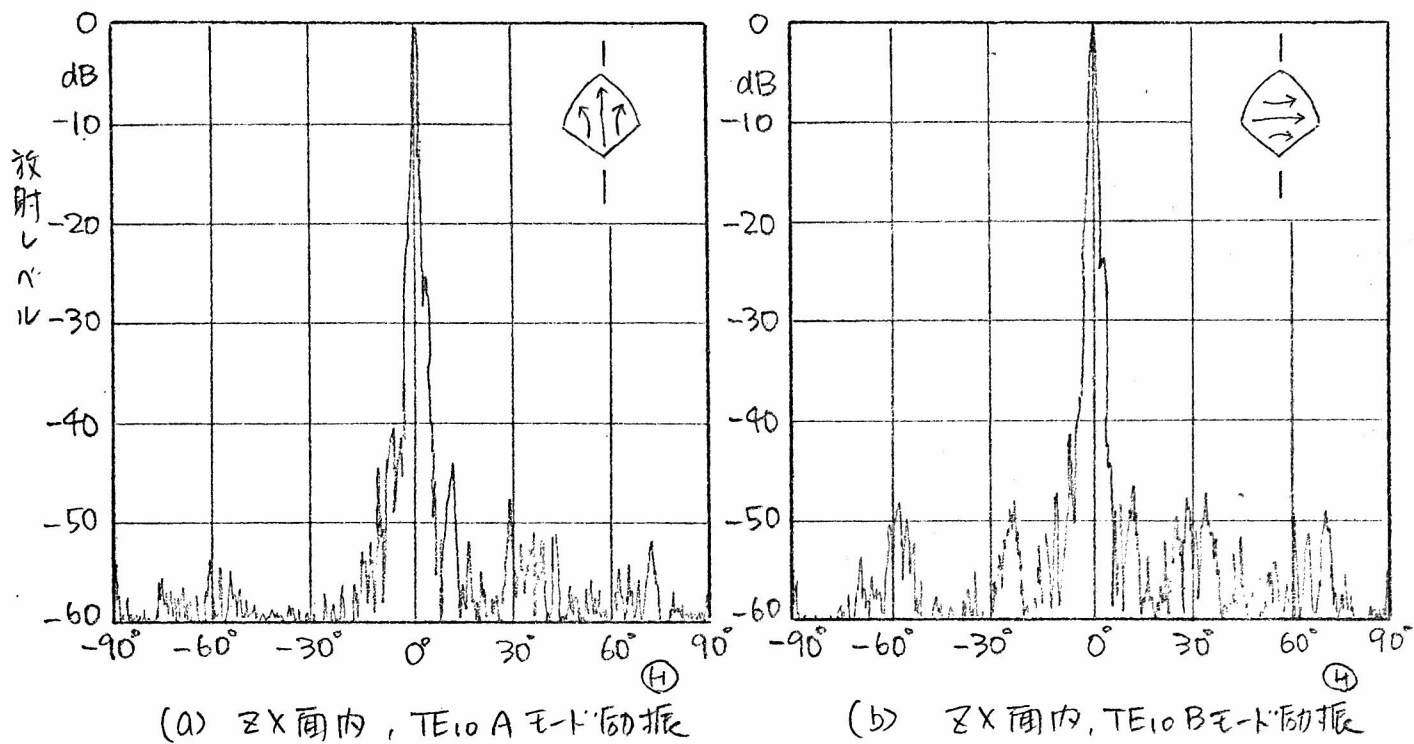
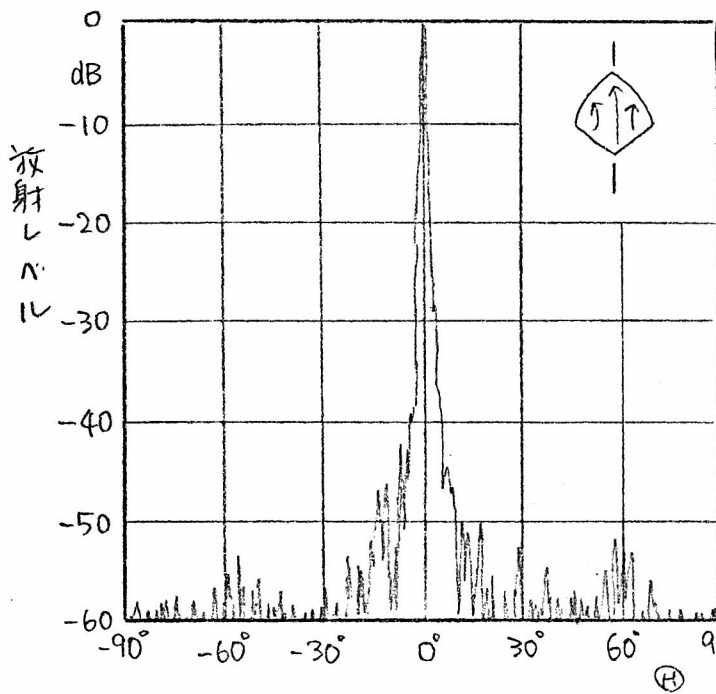
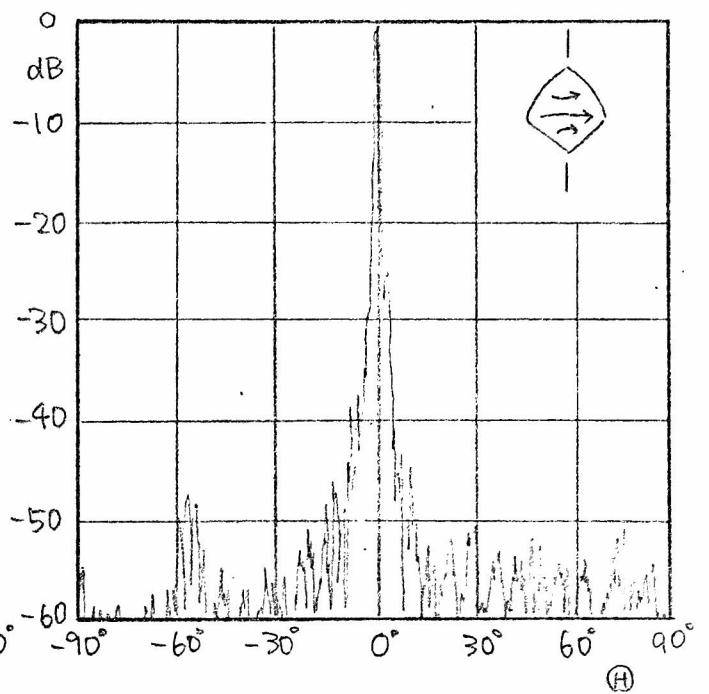


図5.25 ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの広角放射パターン

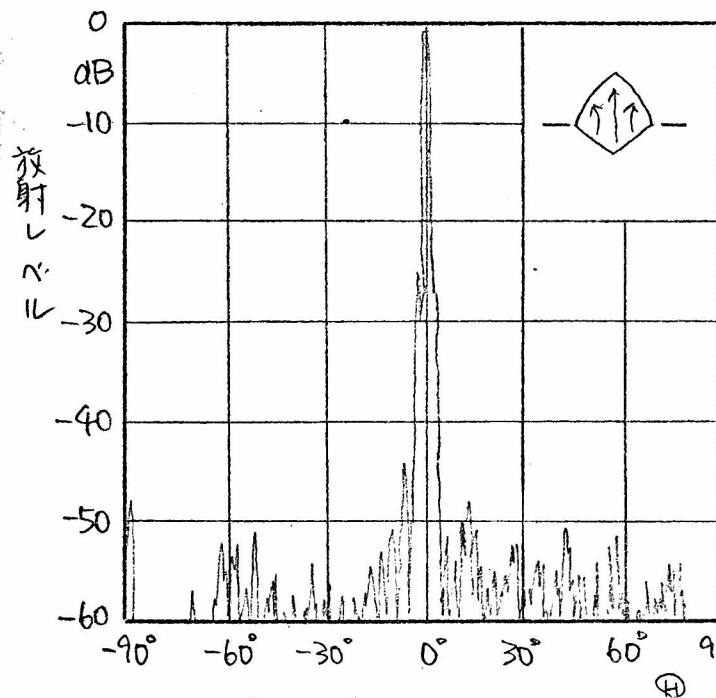
— 改造前, フロントパネルなし —



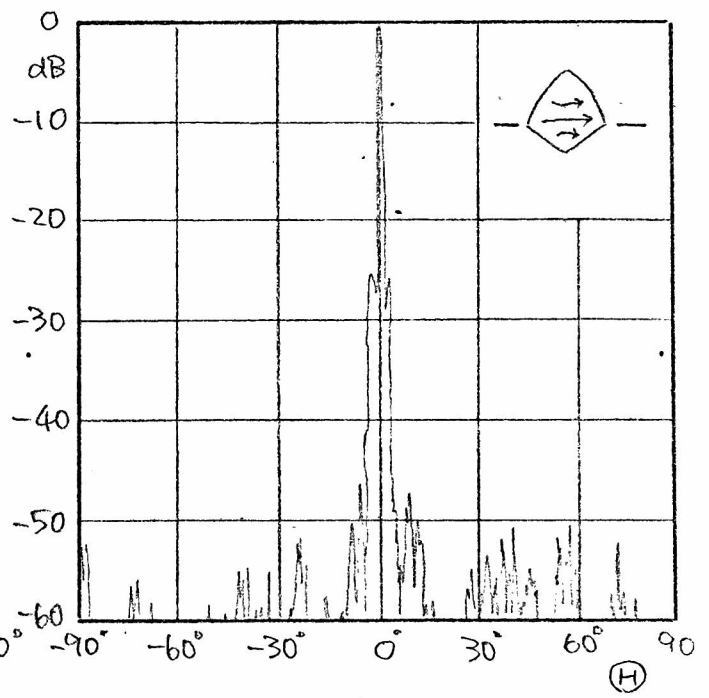
(a) ZX面内, TE_{10} Aモード励振



(b) ZX面内, TE_{10} Bモード励振



(c) YZ面内, TE_{10} Aモード励振



(d) YZ面内, TE_{10} Bモード励振

図5.26 ダイアゴナルホーンフレッドアンテナの放射パターン

—— 改造後, 電波吸収体を1セハII部上側にとりつけ, ——
フロントパネルもとりつけた場合

5.5 無しゃへい形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ

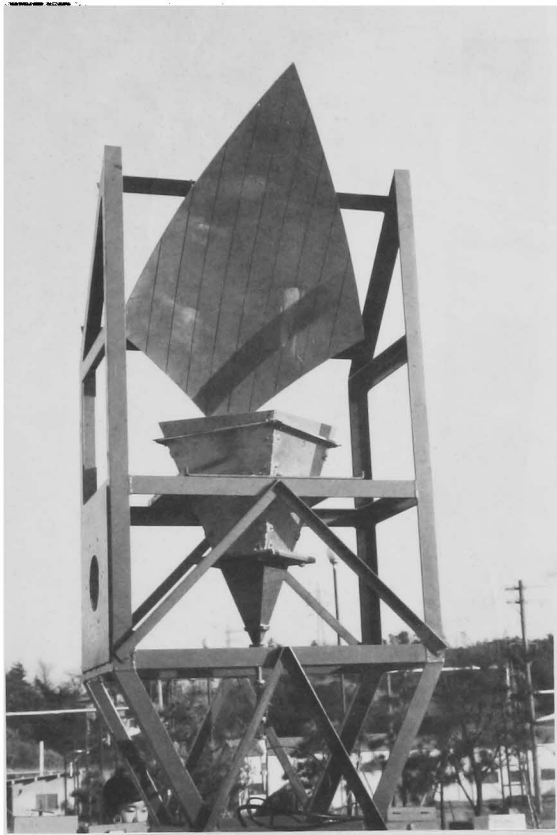
5.4節の模型実験の結果、ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナにおいて、しゅへい部で反射される電波が放射パターンに影響することが認められた。幾何光学的にいえば、このしゅへい部は不要なものであるので、しゅへい部がない、ダイアゴナルホーンと回転反射物面鏡のみから成る無しゃへい形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの模型を製作し、その放射特性の測定を行った。

この形式のアンテナの利点としては次のようなことがある。

- (1) 構造が簡単になり、内部の気密を保ち易い。
- (2) 鏡面部分の傾きを調節することにより、ある程度ビームの方向を変えられるので、アンテナの設定のときに便利である。
- (3) しゅへい部分の反射による水平面内の放射パターンの劣化がない。

5.5.1 模型アンテナの諸元。

無しゃへい形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの模型の諸元は、原形の模型と同じく、ダイアゴナルホーンの開口角 32° 、回転反射物面鏡の焦点距離 500 mm 、開口径 D を 573 mm に選り、測定も5.4節の場合と同じ 24.0 GHz で行なった。図5.27にその外観および諸元を示す。内部の気密を保つための誘電体板は、雨や雪がその上にたまってVSWRが悪化したり、利得が低下したりすることを避けるために、水平面に対して少し傾きをつけてある。



模型の諸元

ホーンの開き角 (2θ)	32°
焦点距離 (f)	500 mm
開口径 (D)	573 mm
開口面積 (S)	0.329 m ²
鏡面精度 (rms)	0.248 mm

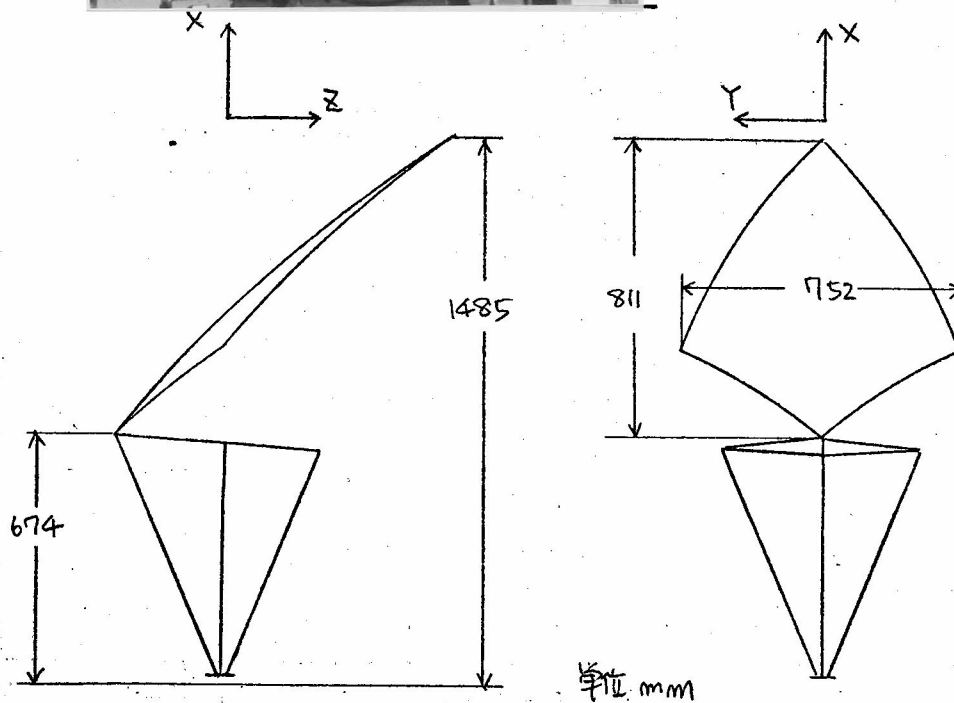


図5-27 無しゃへい形ダイアクトルホーンフレクタパーツ

5.5.2 利得の測定結果

利得は5.4節の場合と同じく基準ホーンと受信ホーンを比較して求めた。送信には電磁ホーンを用い、測定距離は56mであった。利得の測定結果と、理論値を表5.10に示す。理論値には、鏡面の凹凸による利得低下分0.27 dB、測定距離が近いことによるもの0.08 dB、地面反射の影響によるもの0.18 dBを考慮してある。

表5.10 利得の測定値と理論値の比較

()内は開口効率

励振モード	測定値	理論値	理論値からのずれ
A	42.16 dB (62.1%)	42.51 dB (67.4%)	-0.35 dB (-5.3%)
B	42.53 dB (67.6%)	42.66 dB (69.7%)	-0.13 dB (-2.1%)

これは誘電体板をとってない状態で測定した結果である。誘電体板には比誘電率4.5、厚±0.25 mmのFRPを用いたが、これを取りつけた場合、利得は0.2 dB減る。これは誘電体板の反射による損失である。

5.5.3 放射パワースの測定結果

ダイヤフラムホーンの開口に誘電体板を取りつけた状態と仮定した状態について放射パワースを測定した。測定距離が短いため、サイドローブの形は少し変わり、3 dB中は大きくなるが特に原形との差はない。しかし、しゃへい部を取り去ったために、Z軸面の上方にスピルオーバーによるサイドローブが現われ、全角放射パワースは原形に比べて

りし悪くなる。図5.29, 5.30に誘電体板をつけた状態での広角放射パターンを示す。スピルオーバーによるサイドローブが90°方向で何れも二重峰形であることは電波が図5.28に示したように鏡面の周辺から溢れ出すことを示している。なおYZ面内パターンでは原形に見られていた±60°方向のサイドローブは全く視われていない。

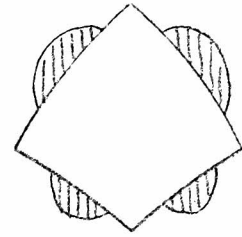
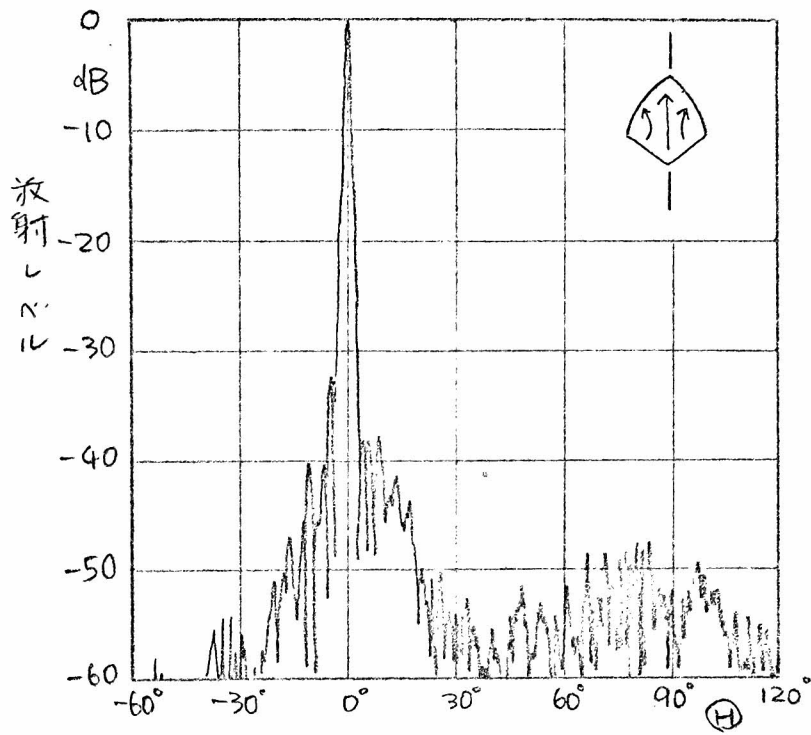


図5.28 上から見た鏡面と電波の溢出する部分

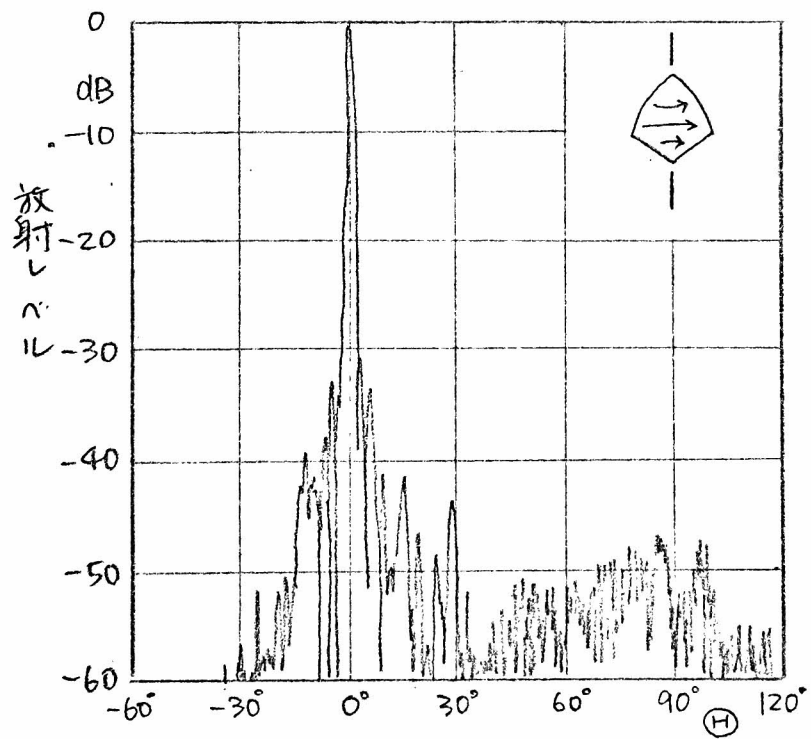
ホーンの内口に誘電体板を取りつけると、ZX面上に表5.11に示すようなサイドローブが視われる。

表5.11 誘電体板の影響によるサイドローブ

励振モード	ZX面内でサイドローブの視われる角度	サイドローブの巾	レベルの最大値	
			dB	方向
A	38° ~ 65°	27°	-51.0	49°
B	36° ~ 60°	24°	-49.5	47°

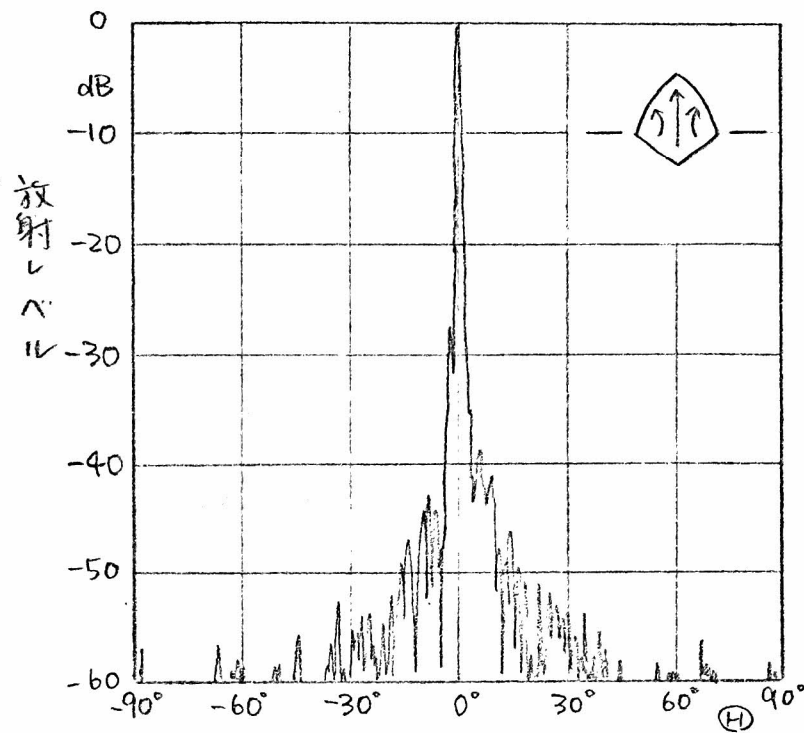


(a) TE_{10} Aモード励振, X成分

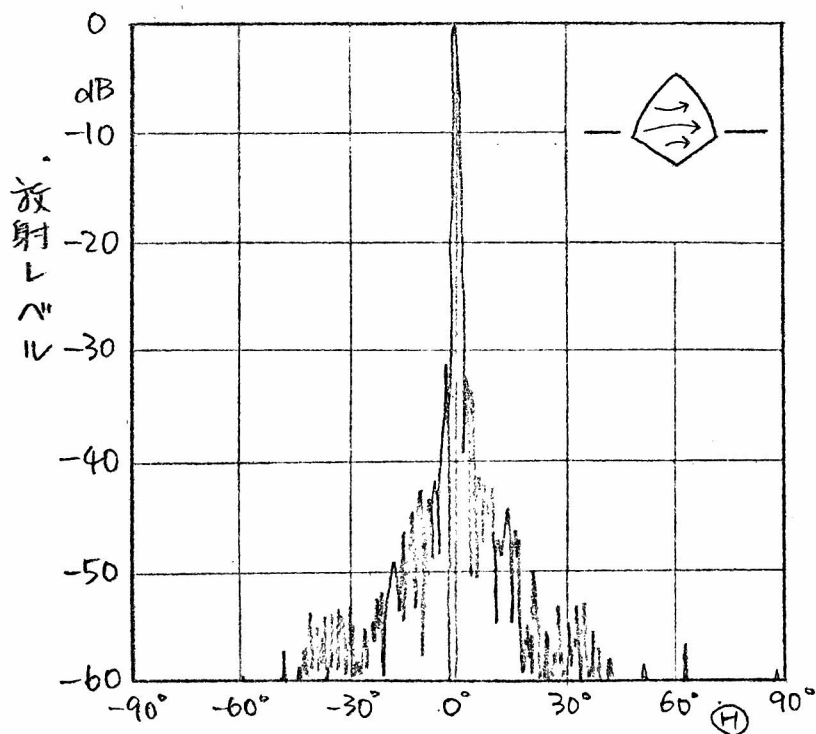


(b) TE_{10} Bモード励振, Y成分

図5.29 無しセハII形ダイアグナルホーンリフレクタアンテナの放射パターン(ZX面内)
 — 誘電体板をとりつけた場合 —



(c) TE_{10} Aモード励振, X成分



(d) TE_{10} Bモード励振, Y成分

図5.30 無リヤハリ形ダイアゴナルホーンフレクタアンテナの放射パターン (YZ面内)

— 誘電体板をとりつけた場合 —

5.6 おまじ

これまでから使用されていた角錐ホーンリフレクタアンテナおよび円錐ホーンリフレクタアンテナと異なる新しいアンテナ形式として、ホーン部にダイアコナルホーンを用いたダイアコナルホーンリフレクタアンテナを考え、放射特性の理論的および実験的検討を行った。

まずダイアコナル導波管のモードについて考え、その任意のモードおよび偏波で励振した場合の利得関数を導いた。それを用いて計算を行い、ダイアコナルホーンリフレクタアンテナの利得、開口効率、高次モードで励振した場合の正面方向利得と、ホーンの開口角、測定距離との関係を明らかにした。さらにホーンの開口角が 30° の場合について、いくつかのモードで励振した場合の放射パターンを計算しその結果を示した。

ダイアコナルホーンリフレクタアンテナの特性は基本モードで励振した場合の放射パターンにあり、 YZ 面、 XY 面で主ビームから離れるにしたがいサイドローブが急激に低くなること、およびビーム中が偏波によって変化する点である。主ビーム近くのサイドローブが低いことによってこのアンテナは多くの回線が輻射する地奥で使用でき、またビーム中が偏波によって変化する点で、偏波共用のアンテナとして使用する場合、地上反射や海面反射の強いところでその対策をたて易くなる。

理論的に得られた結果を実証し、また実用化する場合の問題点を明らかにするため、ホーンの開口角 30° 、焦点距離 500 mm の模型を製作し、 24.0 GHz で測定を行った。その結果、利得や近軸放射パターンについては理論値と測定値は良く一致することが分った。また広角放射パターンは、 YZ 面では従来のアンテナと比較して非常に優れているが、 XY 面で主ビームから $\pm 60^\circ$ の方向に目立つサイドローブが現われる

ことが明らかになった。これはホーンとしゃへい部のつぎ目で回折または散乱された電波がしゃへい部の上側で反射され、外部へ放射されるために生じるものである。これはしゃへい部上部の内側へ電波吸収体を貼りつけることで改善でき、従来の角錐ホーンリフレクタアンテナと同程度の性能が得られることがわかった。

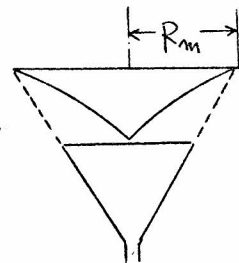
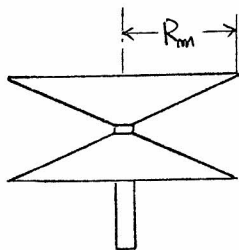
さらにしゃへい部のない無しゃへい形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの模型を製作し、放射特性を測定した。その結果、利得や近軸放射パターンは原形と変わらず、YZ面の±60°方向にサイドローブは見られないが、ZX面の広角放射パターンには鏡面からのスピルオーバーによるサイドローブが現われ、全体に少し悪くなったことがわかった。また気密を保つためにホーンの開口にとりつける誘電体板によってもZX面にサイドローブが現われることが明らかになった。したがってこの形式は原形のダイアゴナルホーンリフレクタアンテナに全面的に代用できるのではないが、機械的な構造の簡単さや、鏡面のみを動かして方向調整ができることなどの点で、用途によっては有効である。

6. 無指向性ホーンリフレクタアンテナ

アンテナの軸に垂直な面内における放射パターンが無指向性であるようなアンテナは、放送用アンテナやビーコンアンテナとして広く用いられている。こうしたアンテナつまり波領域⁽⁵⁶⁾でも用いられる形式としては図6.1 (a), (b) に示す双円錐ホーンアンテナやアレイアンテナなどがある。しかし高利得のものを得ようとするとき、双円錐ホーンアンテナの場合ホーンの半径 R_m が大きすぎて大きくなり、機能的に製作困難かつ不経済である。またアレイアンテナでは素子の数が多くなり、広帯域で整合をとることが難しくなる。

こうした欠点がなく、容易に高利得が得られるアンテナの新形式として図6.1 (c) に示すような無指向性ホーンリフレクタアンテナが考えられる。これは円錐ホーンと、ホーンの頂点を焦点としホーンの軸に直交する軸をもつ放物線をホーンの軸を中心に1で回転して得られる回転対称な鏡面から成り、円形導波管の TE_{0m} , TM_{0m} モードまたは任意のモードの円偏波で励振すれば、無指向性アンテナとなる。そしてこのアンテナは、円筒状の開口をもつホーンリフレクタアンテナと考えられる。

本章では、まずこのアンテナを円形導波管の任意のモードで励振した場合の放射特性を明らかにし、模型を製作し実用的に有用と思われる TE_{01} モードの円偏波, TM_{01} モード および TE_{01} モードで励振した場合について実験を行なった結果を示す。



(a) 双円錐ホーンアンテナ (b) アレイアンテナ (c) 無指向性ホーンリフレクタ

図6.1 無指向性アンテナ

6.1 幾何学的な関係

図6.2に示すように直角座標系 x, y, z および極座標系 r, θ, ϕ を考へる。無指向性ホーンリフレクタアンテナは、 z 軸を軸とし仰角 $2\theta_0$ の円錐ホーンと、 y 軸を軸とし z 軸を垂直、焦点距離 $2f$ の放物線を、 x 軸を中心として回転して得られる鏡面から成る。

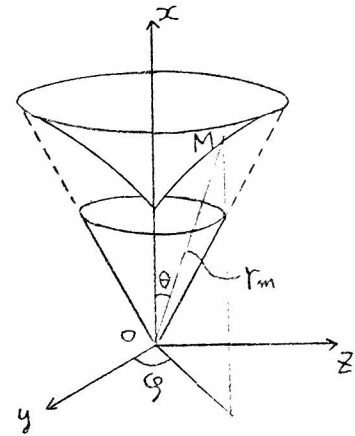


図6.2 座標系

鏡面上の点 M の極座標成分を (r_m, θ, ϕ) とすれば、

$$r_m = \frac{2f}{1 - \sin \theta} = 2f s (s + ht) \quad (6.1)$$

ここで

$$h = \tan \theta_0$$

$$ht = \tan \theta$$

$$s = \sec \theta = \sqrt{1 + h^2 t^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} h = \tan \theta_0 \\ ht = \tan \theta \\ s = \sec \theta = \sqrt{1 + h^2 t^2} \end{array} \right\} (6.2)$$

である。したがって点 M の直角座標成分を (x, y, z) とすると

$$x = r \cos \theta = 2f (s + ht)$$

$$\sqrt{y^2 + z^2} = r \sin \theta = 2f ht (s + ht)$$

$$\left. \begin{array}{l} x = r \cos \theta = 2f (s + ht) \\ \sqrt{y^2 + z^2} = r \sin \theta = 2f ht (s + ht) \end{array} \right\} (6.3)$$

である。これを図6.3に示した各部の寸法は

$$s_0 = \sec \theta_0$$

$$(6.4)$$

を用いて次のように表わせる

$$H = 2f (s_0 + h)$$

$$L = 2f$$

$$D = 2f (s_0 + h - 1)$$

$$R_m = 2f h (s_0 + h)$$

$$\left. \begin{array}{l} H = 2f (s_0 + h) \\ L = 2f \\ D = 2f (s_0 + h - 1) \\ R_m = 2f h (s_0 + h) \end{array} \right\} (6.5)$$

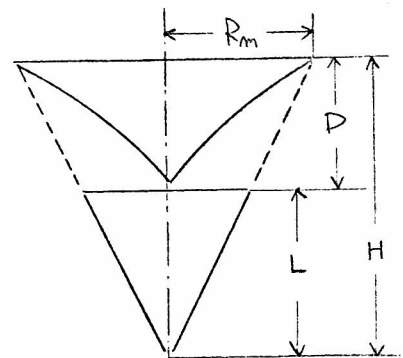


図6.3 各部の寸法

6.2 任意のモードで励振した場合の利得関数

6.2.1 開口面上の電界分布

円錐ホーン中の電界 E_i はすでに3.2節で述べたように, (3.14) で表わされる。

$$E_i = \frac{c \cdot \sec \theta}{r} (E_\theta e_\theta + E_\phi e_\phi) \quad (3.14)$$

ここで E_θ , E_ϕ は (3.13) で表わされる電界成分である。

2.1節で述べたように, 波面上に描いた座標曲線の単位接線ベクトルの方向が波面によって変化しないのは, それらの座標曲線が波面の曲率線となつてゐる場合のみである。円筒波の場合: 図6.4に示すよう

な円筒座標系 ρ, ϕ, x を考えると, ϕ 曲線, x 曲線が波面上の直交する曲率線となつてい

て, x は (6.3) にち, z の函数, ϕ は (3.14) の θ のようにある。したがって開口面上の電界 E_a の x, ϕ 成分は, 円錐ホーン中の電界 E_i の θ, ϕ 成分に対応する。波面

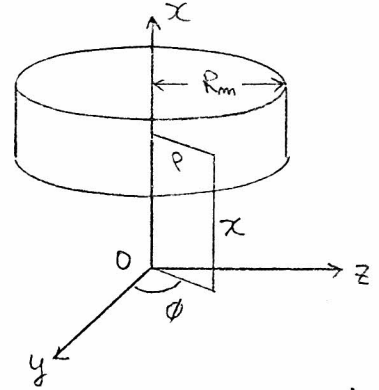


図6.4 円筒座標系 ρ, ϕ, x

S_i を O を中心とする半径 r の球面, 波面 S_a を半径 R_m の円筒面にすれば, それらの面素 dS_i, dS_a は

$$\left. \begin{aligned} dS_i &= r^2 \sin \theta d\theta d\phi = r^2 \frac{h^2 t}{s^3} dt d\phi \\ dS_a &= R_m dx d\phi = R_m \cdot z f h \frac{s + ht}{s} dt d\phi \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

となる。したがって (2.2) より

$$\frac{|E_a|}{|E_i|} = \sqrt{\frac{dS_i}{dS_a}} = \frac{r}{s} \frac{1}{\sqrt{R_m}} \sqrt{\frac{ht}{z f (s + ht)}} \quad (6.7)$$

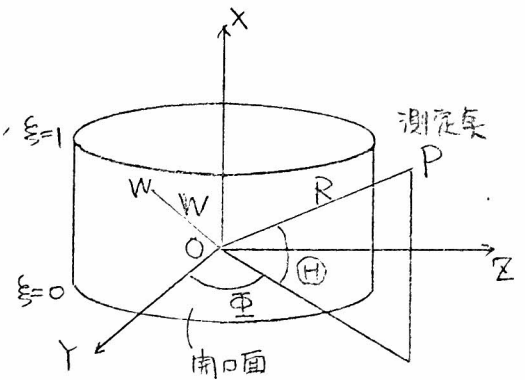
であるので, x, ϕ 曲線に接する単位ベクトルを \hat{i}, e_ϕ とすれば,

$$E_a = \frac{c}{\sqrt{R_m}} \sqrt{\frac{ht}{z f (s + ht)}} (E_\rho \hat{i} + E_\phi e_\phi) \quad (6.8)$$

が得られる。

6.2.2 開口面からの放射電界

直角座標系 x, y, z を x 軸方向に平行移動し、開口の中心を原点 O とする座標系 X, Y, Z を考え、これに対し放射電界の測定点 P を示す極座標系 R, Θ, Φ を図 6.5 のようにとり、これらの座標曲線に接する単位ベクトルを R, Θ, Φ とする。このとき測定点 P における放射電界 $E(P)$ は次式で求められる。



$$E(P) = \frac{-j}{2\lambda R} e^{-j\frac{\pi R}{\lambda}} \cdot R_1 \times \left\{ \left\{ (\mathbf{e}_p \times \mathbf{E}_a) - \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (R_1 \times (\mathbf{e}_p \times \mathbf{H}_a)) \right\} \right. \\ \left. \cdot e^{j\frac{\pi}{\lambda} [W \cdot R_1 - \frac{1}{2R} \{ W^2 - (W \cdot R_1)^2 \}]} \right\} \cdot dS \quad (6.9)$$

上式で S は開口面を示し、 \mathbf{e}_p は波面の進行方向を示す単位ベクトルで、図 6.4 の ρ 曲線に接する。また W は O より開口面上の点 W に至るベクトルである。 \mathbf{H}_a は開口面上の磁界であるが、 R_m が波長に比べて大きいときは次式で表わされる。

$$\mathbf{H}_a = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\mathbf{e}_p \times \mathbf{E}_a) \quad (6.10)$$

(6.9) の積分を行なうために、開口面上に座標系を次式で定義する。

$$x = D(\xi - \frac{1}{2}) \quad (6.11)$$

$\xi=0$ が開口の下端、 $\xi=1$ が上端を示す。これと (6.3), (6.5) より次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} t &= \frac{2a\xi(1+a\xi)}{h(1+2a\xi)} \\ a &= \frac{h}{1+s_0-h} \end{aligned} \right\} \quad (6.12)$$

また (6.9) の被積分関数の位相項は、 R が十分に大きい場合には、 $\frac{1}{R}$ の項を省略して次のようにかける。

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{D}{\lambda} \sin \Theta \\ v &= \frac{z R_m}{\lambda} \cos \Theta \end{aligned} \right\} \quad (6-13)$$

を用いて

$$e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(W \cdot R_1)} = e^{j\pi v \cos(\Phi - \phi)} \cdot e^{j\pi u (2\xi - 1)} \quad (6-14)$$

となる。したがって (3-13) の形から明らかになるように、(6-9) の積分は中に用いる積分と外に用いる積分を分離して計算することができ、その結果を示すために、 W を ± 1 の値をとりうる x - の ± 1 と、 V_w, U_w および I_w を次式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} V_w &= \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(\pi \frac{z R_m}{\lambda} \right)} \left\{ J_m(\pi v) (\cos \Theta) - j \omega \frac{m}{\pi v} \sin \Theta \right\} \\ U_w &= \int_0^1 J_{m+2w}(k\xi) \frac{\sqrt{\xi(1+g\xi)}}{1+z a \xi} e^{j\pi u (2\xi - 1)} d\xi \\ I_w &= V_w \cdot U_w \end{aligned} \right\} \quad (6-15)$$

これを用いて (6-9) から求める放射電界の Θ , Φ 成分は次のように得られる。

$$\begin{pmatrix} E_\Theta \\ E_\Phi \end{pmatrix} = -j^m \frac{e^{j\frac{2\pi}{\lambda} R}}{R} \sqrt{\frac{D}{\lambda}} z a c \begin{pmatrix} (I_1 + \mu I_1)(e^{jm\Phi} - \delta e^{jm\Phi}) \\ j(I_1 - \mu I_1)(e^{jm\Phi} + \delta e^{jm\Phi}) \end{pmatrix} \quad (6-16)$$

6.2.3 円偏波で励振した場合の放射電界

3.2 節で述べたのと全く同じようにして、円偏波で励振した場合の放射電界の円偏波成分 E_R, E_L が求められる。ただし、3.2 節と異なり、図 6.5 に示した座標系では R_1, Θ_1, Φ_1 が左手系になっている。したがって円偏波波源による放射電界の直線偏波成分 $E_{\Theta c}, E_{\Phi c}$ より円偏波成分を求めるには次式によるなければならない。

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\Theta c} \\ -E_{\Phi c} \end{pmatrix} \quad (6-17)$$

その結果、(12) 式が得られる。

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = -j^m \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}R}}{R} \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \operatorname{tanc} \begin{pmatrix} 2I_{-1} \\ 2jI_1 \end{pmatrix} e^{jm\Phi} \quad (6.18)$$

6.2.4 利得函数

(6.16), (6.18) の放射電界および (3.50) の円錐ホーン中を伝播する全電力の式から、利得函数を求めることができる。

直線偏波で励振した場合の直線偏波成分に於ける利得函数 G_Θ , G_Φ は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} G_\Theta &= \frac{2D}{\lambda} \left(\frac{2a}{h}\right)^2 \cdot \frac{|(I_{-1} + \mu I_1)(e^{jm\Phi} - \rho e^{-jm\Phi})|^2}{2W} \\ G_\Phi &= \frac{2D}{\lambda} \left(\frac{2a}{h}\right)^2 \cdot \frac{|(I_{-1} - \mu I_1)(e^{jm\Phi} + \rho e^{-jm\Phi})|^2}{2W} \end{aligned} \right\} \quad (6.19)$$

また円偏波で励振した場合の円偏波成分に於ける利得函数 G_R , G_L は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} G_R &= \frac{2D}{\lambda} \left(\frac{2a}{h}\right)^2 \cdot \frac{2|I_{-1}|^2}{W} \\ G_L &= \frac{2D}{\lambda} \left(\frac{2a}{h}\right)^2 \cdot \frac{2|I_1|^2}{W} \end{aligned} \right\} \quad (6.20)$$

なお W は (3.50) で表わされた量である。

$$W = \begin{cases} 2 \int_0^1 \{ I_{m-1}^2(kt) + I_{m+1}^2(kt) \} \frac{t}{S} dt & (m \neq 0) \\ 8 \int_0^1 J_1^2(kt) \frac{t}{S} dt & (m = 0) \end{cases} \quad (3.50)$$

6.3 放射特性の計算結果

6.3.1 YZ面内の放射特性

6.2節で導いた利用角数により、明らかにように、 $M=0$ の場合には直線偏波成分で無指向性放射パターンが得られ、 TE_{0m} モードの場合は垂直偏波成分、 TM_{0m} モードの場合には Θ 成分のみの電界が放射される。また円偏波で励振すれば、楕円偏波の無指向性放射パターンが得られる。これらの場合 YZ面内の利用角 G_0 に対し、効率 η が次式で定義できる。

$$\left. \begin{aligned} G_0 &= \frac{2D}{\lambda} \eta \\ \eta &= \eta_0 \cdot \eta_1 \end{aligned} \right\} \quad (6.21)$$

上式で η_0 は (6.15) に示した $|V\omega|^2$ であって、鏡面の半径 R_m に関する。よって $\frac{2R_m}{\lambda}$ が大きくなると 1 に近づく。

$$\lim_{R_m \rightarrow \infty} \eta_0 = \lim_{R_m \rightarrow \infty} \frac{\pi}{2} \left(\pi \frac{2R_m}{\lambda} \right) \left[J_m^2 \left(\pi \frac{2R_m}{\lambda} \right) + \left\{ J'_m \left(\pi \frac{2R_m}{\lambda} \right) \right\}^2 \right] = 1 \quad (6.22)$$

図 6.6 に $M=0$ の場合と $M=1$ の場合について η_0 と $\frac{2R_m}{\lambda}$ の関係を示す。

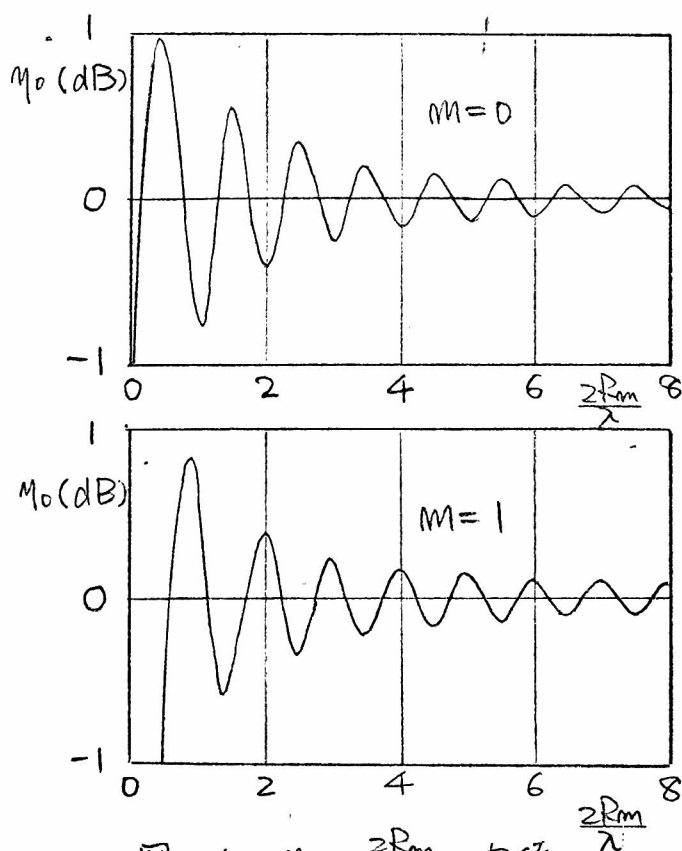


図 6.6 η_0 と $\frac{2R_m}{\lambda}$ の関係

η_1 は開口面上の電流分布に因する因子で、次式で表わされる。

$$\eta_1 = \begin{cases} \frac{\left(\frac{2a}{h}\right)^2 \left| \int_0^{l_{m+\omega}} J_m(kt) \frac{\sqrt{\epsilon}(1+a\epsilon)}{1+2a\epsilon} d\xi \right|^2}{\int_0^l \left\{ J_{m-1}^2(kt) + J_{m+1}^2(kt) \right\} \frac{t}{s} dt} & (m \neq 0 \text{ 円形偏波成分}) \\ \frac{\left(\frac{2a}{h}\right)^2 \left| \int_0^l J_1(kt) \frac{\sqrt{\epsilon}(1+a\epsilon)}{1+2a\epsilon} d\xi \right|^2}{\int_0^l J_1^2(kt) \frac{t}{s} dt} & (m=0 \text{ 直線偏波成分}) \end{cases} \quad (6.23)$$

これは常に1より小さい。したがって γ 面内の放射パターンは無指向性の場合、利得は $\frac{2D}{\lambda}$ を示す。(57)

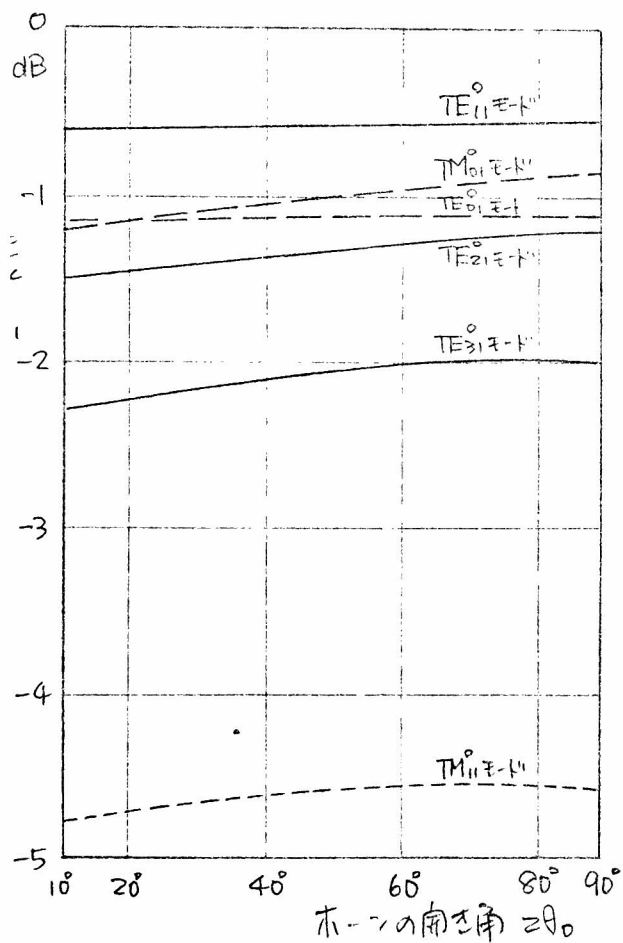
$m \neq 0$ の場合 $\omega = -1$ が正旋円偏波成分、 $\omega = 1$ が逆旋円偏波成分に対する能率で、その差が逆旋円偏波成分識別度になる。

円形導波管の遮断周波数の低い6つのモード、 TE_{11}^0 , TM_{01}^0 , TE_{21}^0 , TE_{01}^0 , TM_{11}^0 , TE_{31}^0 モードについて計算した能率 η_1 および逆旋円偏波成分識別度とホーンの開き角の関係を図6.7(a), (b)に示す。 TM_{11}^0 モードの場合放射電界が逆旋円偏波成分の方が強くなるので、能率 η_1 は $\omega = 1$ の場合の値を示してある。 TE_{11}^0 モードに励振した場合能率が最も高く、モードの次数が高くなるにつれて能率が低くなることがわかる。能率 η_1 はホーンの開き角を変えてもそう大きくは変化しない。

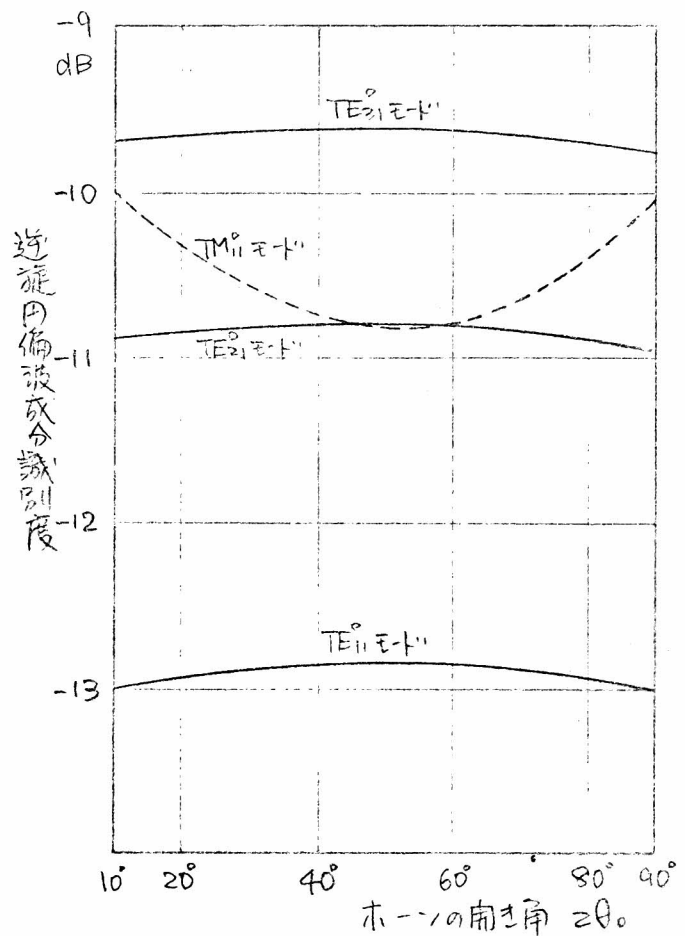
$m \neq 0$ の任意のモードの直線偏波で励振した場合、 γ 面内の放射パターンは

$$\frac{1}{4} |e^{im\Phi} + \gamma e^{-im\Phi}|^2 = \cos^2 m\Phi \quad \text{または} \quad \sin^2 m\Phi \quad (6.24)$$

である。励振したモードの導波管内における電界成分の周方向の変化と同じである。



(a) 効率 η_1



(b) 逆旋円偏波成分識別度

図 6.7 効率 η_1 および逆旋円偏波成分識別度と
ホーンの開き角の関係

6.3.2 ZX面内の放射特性

利線図の形より明らかに、X軸を含む任意の面内の放射パターンは常に同一である。

$m=0$ のモードまたは円化波の励振した場合のZX面内の放射パターンは、銀帯の半径 R_m に関する因子と開口径 D に関する因子の積として表わされる。 R_m に関する因子は (6.15) の $|V_\omega|^2$ を正規化した形で表わされ、 Θ が 90° に近づくにしたがい、急激に減少するが、 Θ が 0° の付近ではほとんど一定である。 D に関する因子は、(6.15) の $|U_\omega|^2$ を正規化した形で表わされ、 U_ω を表わす積分の被積分関数 $J_{m+\omega}(kz) \frac{\sqrt{\epsilon(1+a\epsilon)}}{1+2a\epsilon}$ で表わされる電流分布をもつ線状振源からの放射パターンと同じである。そして D が波長に比べて小さいときには $U=0$ となつて $\Theta=0$ を離れるにしたがい急激に減少する。

$m \neq 0$ の直線偏波の励振の場合には、 R_m, D を含む因子は種々の形にはなないが、 R_m, D が波長に比べて小さい場合には、上に述べたように R_m を含む因子を無視して、 $u = \frac{D}{\lambda} \sin \Theta$ を考慮するユニバーサルパターンを描くことが出来る。

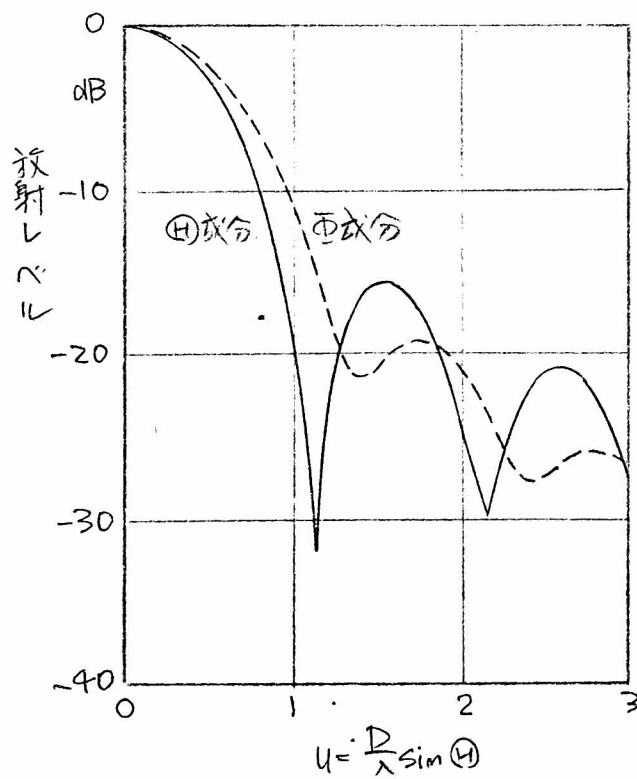
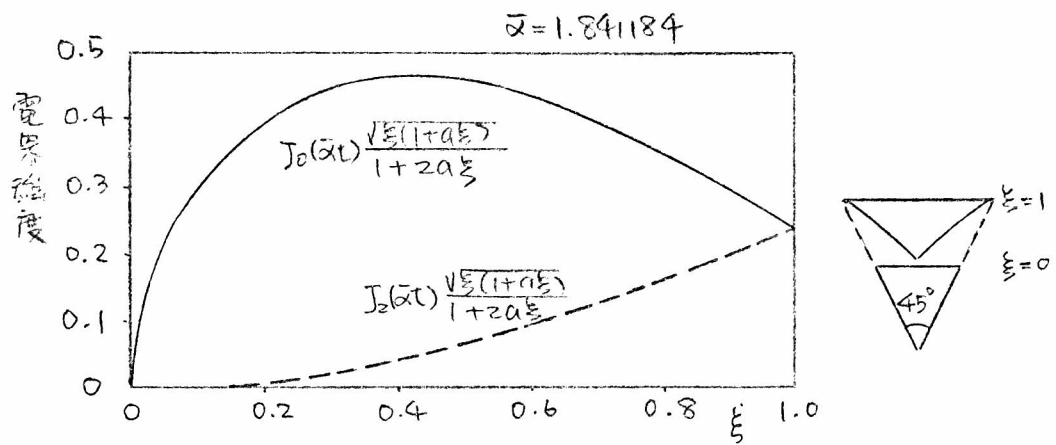
図6.8 ~ 6.13 は、ホーンの開き角 $2\theta_0$ を 45° にとり、円化波管の6つのモードの励振した場合の開口面上の電界強度分布、円偏波および直線偏波の励振した場合の放射パターンを示したものである。円化波の励振した場合、逆旋偏波成分の放射パターンが u に對してゆがみに変化するのが特徴的である。

表6.1にホーンの開き角が 45° の場合の効率 η 、3dB降下角および1サリドロフレベルを示す。

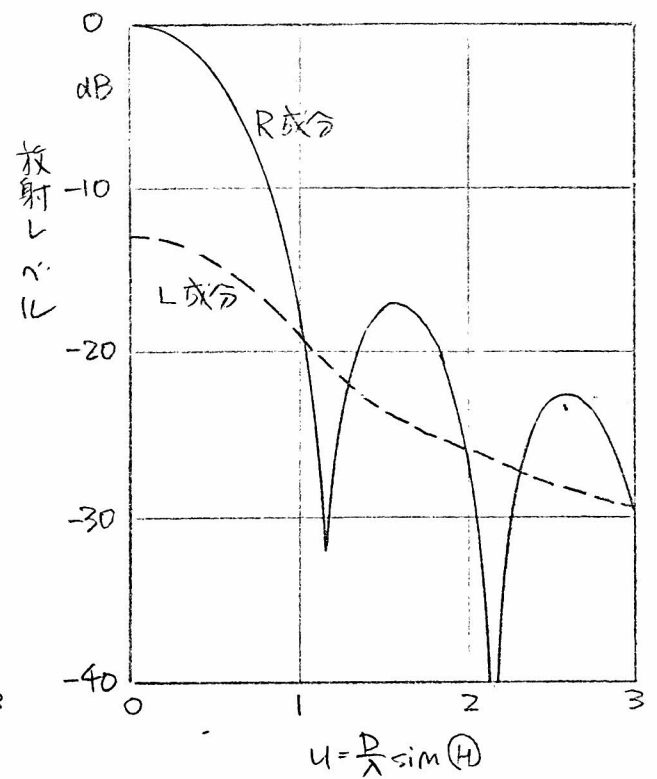
表6.1 能率 η , 3dB降下点およびオミサド-レベル

励振モード	成分	能率 η ^(注) (dB)	3dB降下点 ($U = \frac{R}{\lambda} \sin \theta$)	オミサド-レベル (dB)
TE ₁₁ モード	⊕	1.19	0.48	-15.5
	⊖	-2.84	0.55	-19.0
	R	-0.59	0.49	-17.0
	L	-13.44	0.70	シールド-
TM ₀₁ モード	⊕	-1.03	0.56	-16.4
TE ₂₁ モード	⊕	0.83	0.56	-16.4
	⊖	-4.33	0.62	-23.8
	R	-1.38	0.56	-19.2
	L	-12.17	0.78	シールド-
TE ₀₁ モード	⊖	-1.12	0.62	-24.6
TM ₁₁ モード	⊕	-7.58	双峰性	ピーク 6.0
	⊖	-2.41	0.58	-18.6
	R	-15.38	双峰性	ピーク 10.1
	L	-4.61	0.64	-15.7
TE ₃₁ モード	⊕	0.38	0.64	-15.6
	⊖	-5.58	0.68	-24.6
	R	-2.10	0.64	-18.8
	L	-11.72	0.87	シールド-

(注) ⊕, ⊖成分の場合, 能率が0dBより大きいのは, YZ面内の指向性利得3dBによる。



(b) 直線波励振 H, E 成分



(c) 円偏波励振 R, L 成分

図 6.8 開口面上の電界分布と ZX 面内放射パターン
(TE₁₁ モード励振).

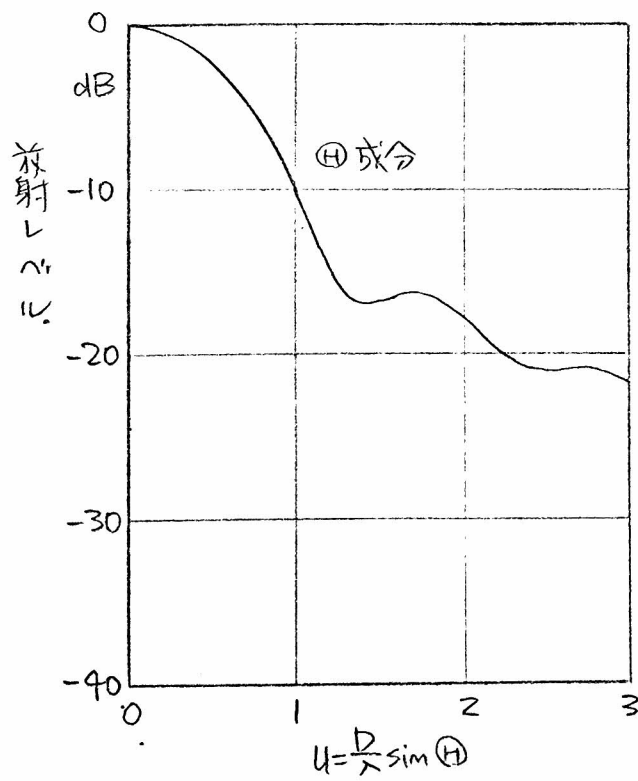
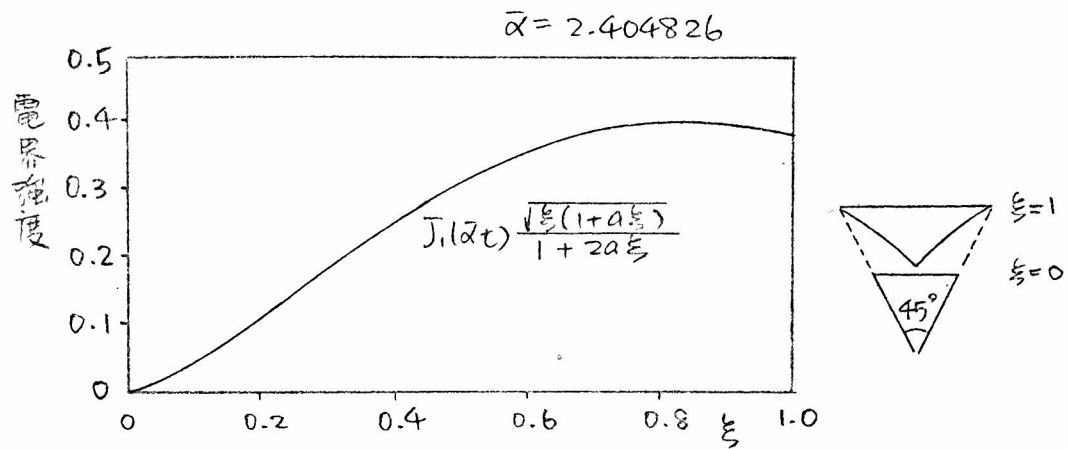


図6.9 開口面上の電界分布とZX面内放射パターン
(TM_{01} モード励振)

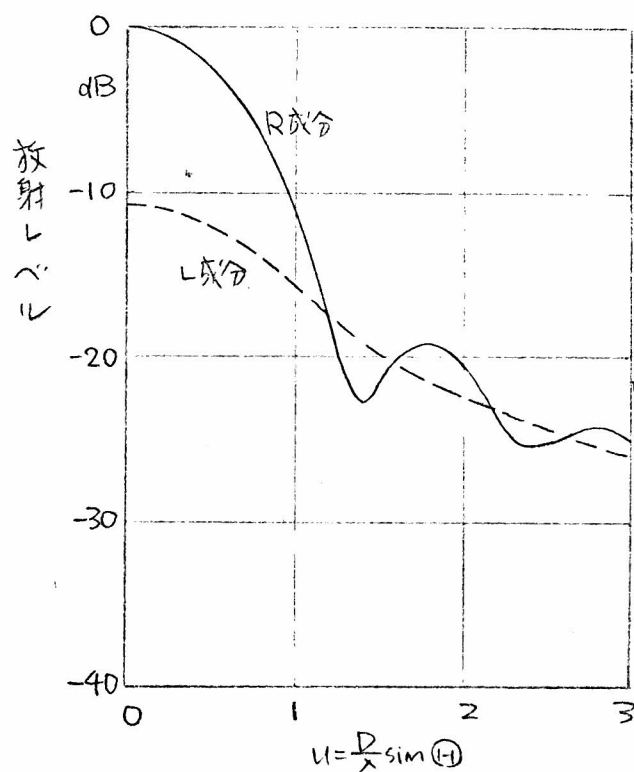
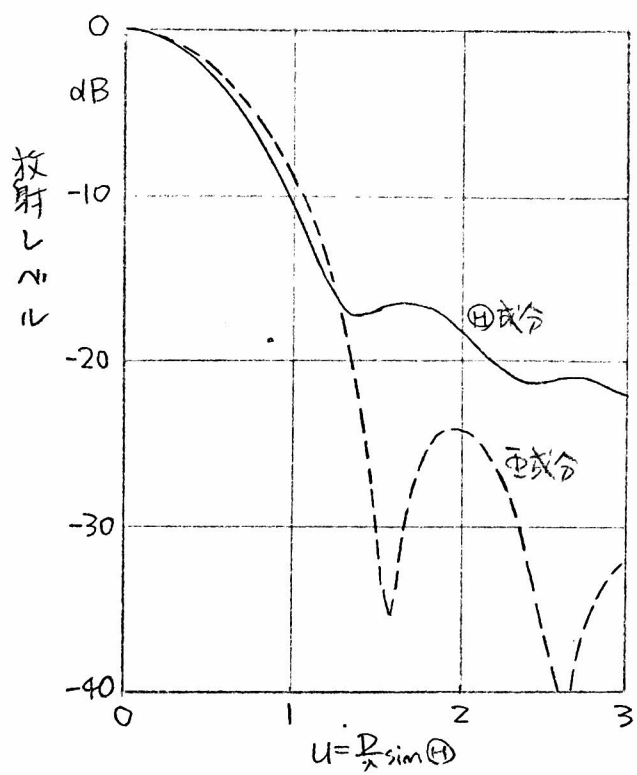
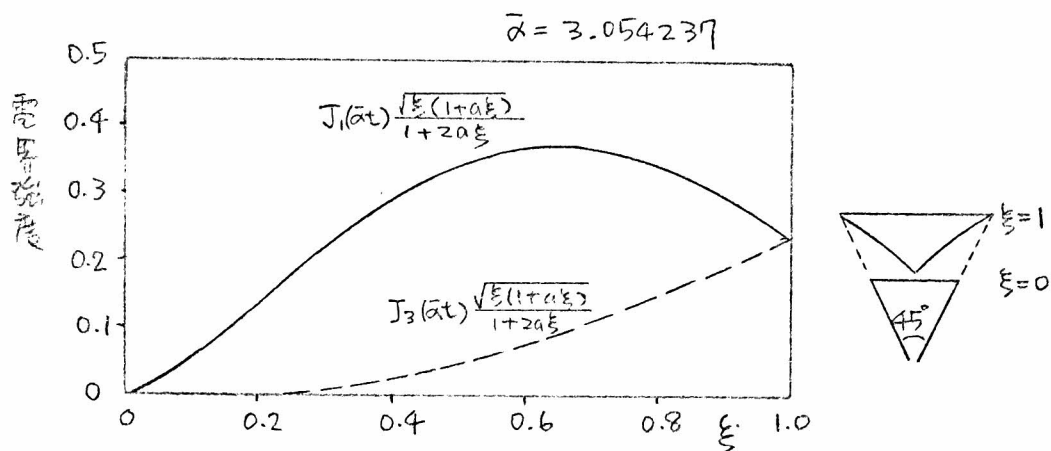


図 6.10 開口面上の電界分布と ZX 面内放射パターン

(TE₂₁ モード励振)

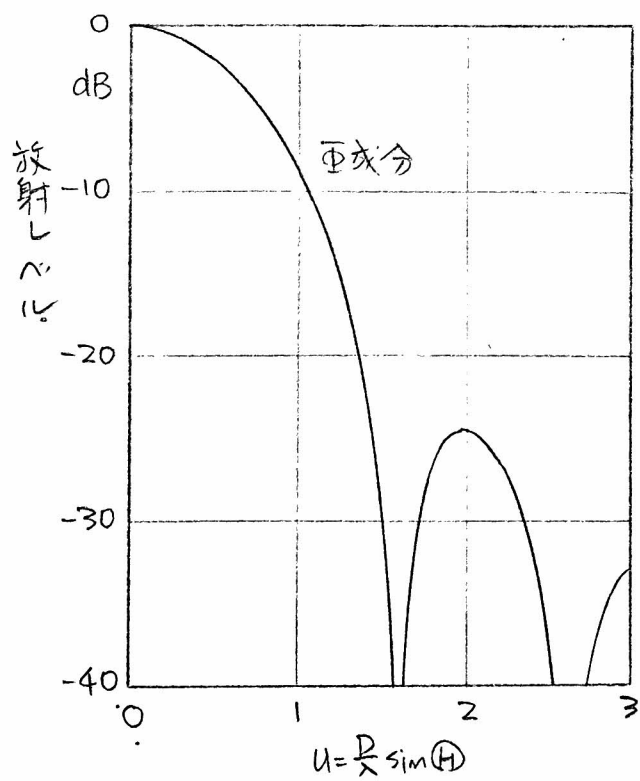
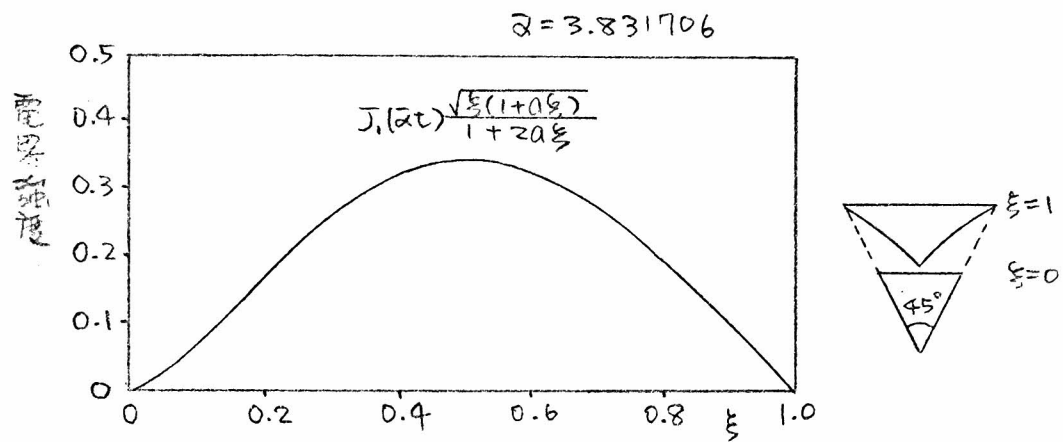
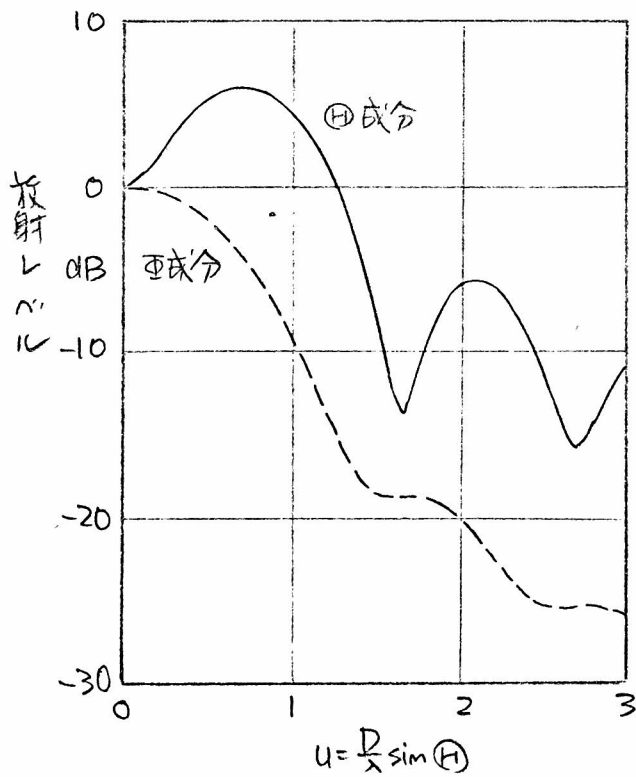
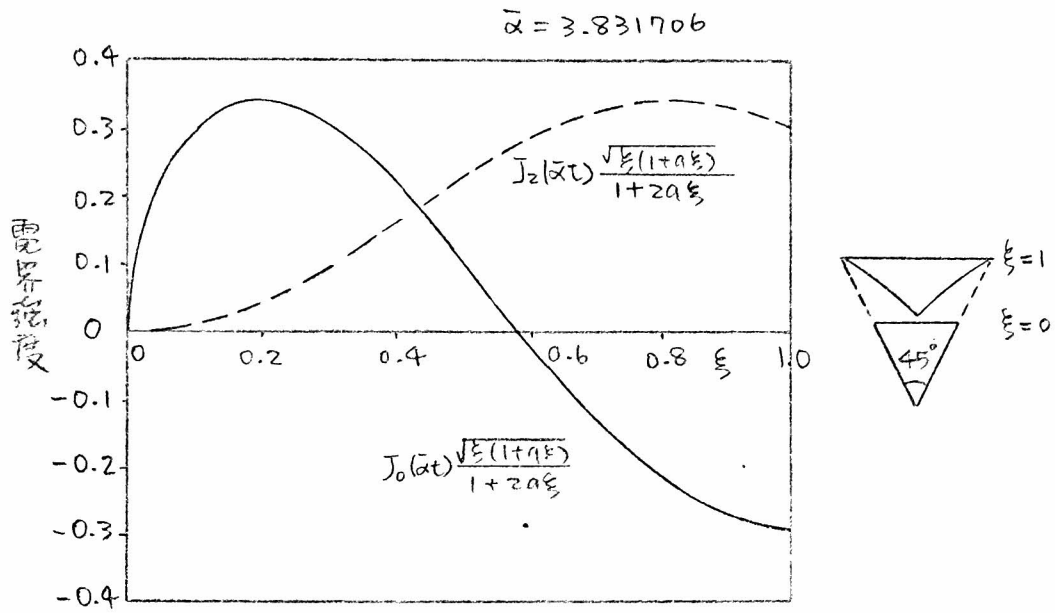
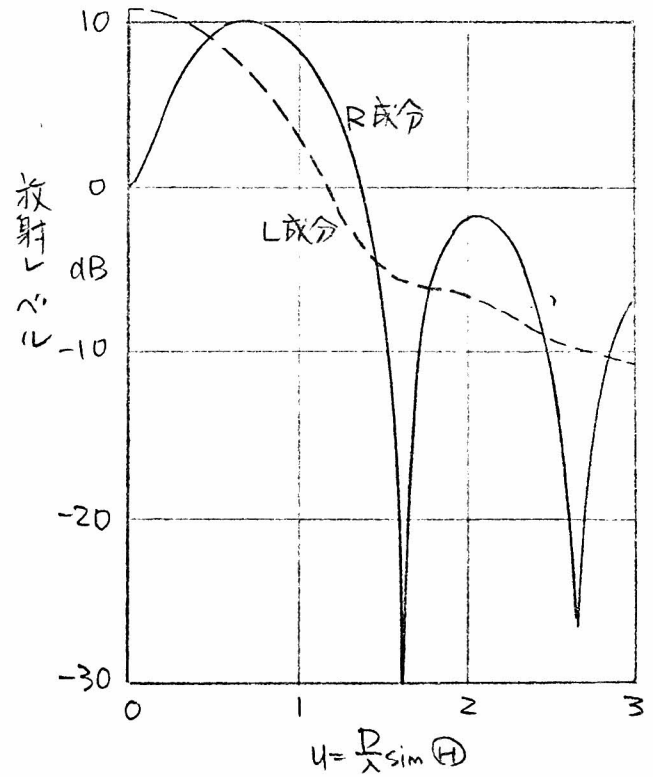


図6.11 開口面上の電界分布とE面内放射パターン
(TE_{01} モード励振)



(b) 直線偏波励振 H, E 成分



(c) 円偏波励振 R, L 成分

図 6-12 開口面上の電界分布と ZX 面内放射パターン

(TM_{11}^0 モード励振)

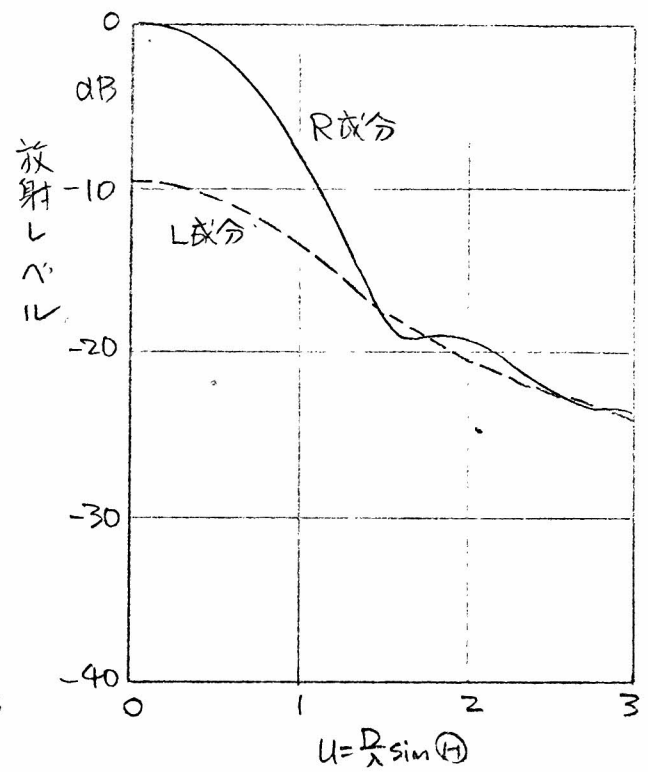
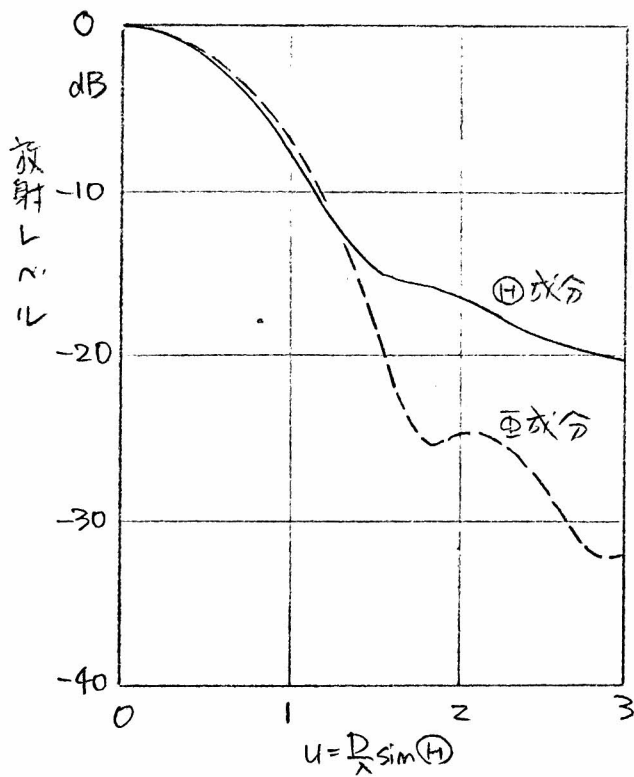
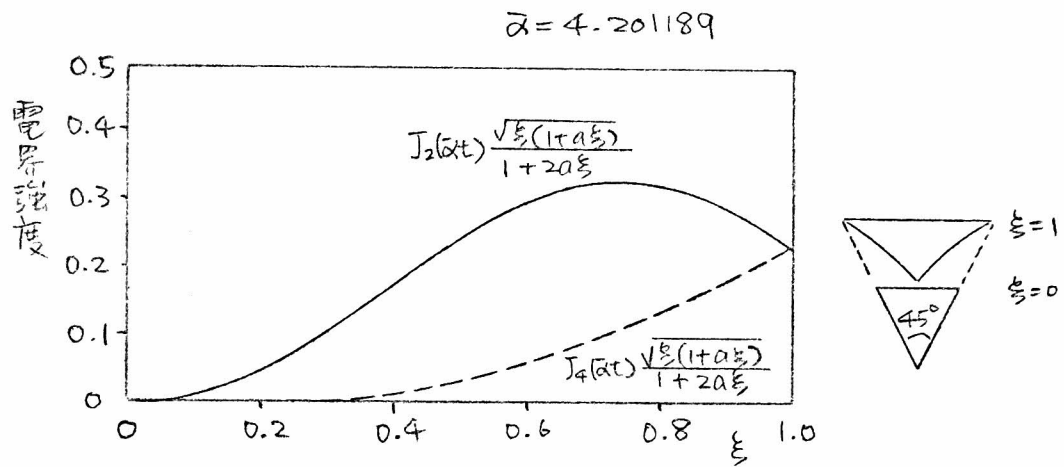


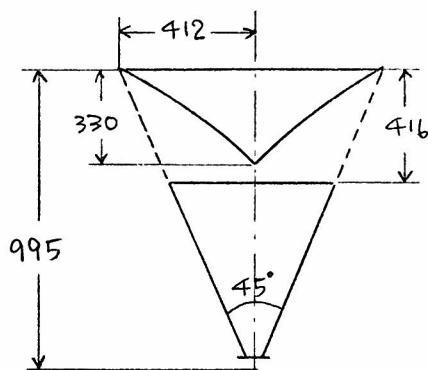
図 6-13 開口面上の電界分布と YZ 面内放射パターン
(TE_{31}^0 モード励振)

6.4 模型実験の結果

6.4.1 模型アンテナの諸元

製作した模型アンテナの諸元は、図6.14に示すように円錐ホーンの開き角 $2\theta_0$ が 45° 、開口径 D が330mmである。鏡面を支えるため、およびアンテナの内部を気密に保ち異物の侵入を防ぐために、開口を覆うレードームが不可欠であるが、これは電氣的には利得を下げ、YZ面内の無指向性放射パターンの一様性に影響を及ぼす。レードームにはどのような構造が適当であるかを知るために、11ネカ4レードームと金属骨入誘電体板レードームを製作した。これらのレードームをとりつけた無指向性ホーンリフレクタアンテナの写真を図6.15に示す。

測定周波数は24GHzに選び、 TE_{01} モード円偏波、 TM_{01} モードおよび TE_{01} モードで励振した場合について測定した。 TE_{01} モード円偏波の励振には2本の断面の異なる楕円導波管を組合せた円偏波発生器を使用し、 TM_{01} モードの発生器には円形導波管と矩形導波管を直角に接合した形のものを使用した。また TE_{01} モード発生器は共振形⁽⁵⁸⁾である。



単位 mm

ホーンの開き角($2\theta_0$)	45°
焦点距離 (f)	332 mm
開口径 (D)	330 mm
鏡面精度 (rms)	0.3 mm

図6.14 模型アンテナの諸元



(a) ニネカミレードーム付

(b) 金属骨入誘電体板レードーム付

図6.15 無指向性ホーリフレックアンテナの模型

6.4.2 利得および放射電界の楕円偏波率の測定結果

利得は二つのアンテナを用いたときの受信レベルと、基準ホーンを用いたときの受信レベルを比較して求めた。送信には利得28.6 dBの円錐ホーンリフレクタアンテナを用い、測定距離は約45 mであった。

YZ面の放射パワーの測定値には凹凸があるため、その平均レベルの案での利得の測定値を理論値と比較して表6.2に示す。理論値は考慮した利得低下分は、鏡面の凹凸によるもの0.40 dBとレード-4の反射による損失で、ハネカ4の場合0.04 dB、金属骨入誘電体板レード-4の場合、誘電体による反射損失0.49 dB、金属骨による反射損失はX成分に対して0.15 dB、Y成分に対して0.18 dBであった。

表6.2 利得の測定結果

励振モード	レード-4	測定値	理論値	理論値からのずれ
TE ₁₁ モード円偏波	ハネカ4	15.3 dB	16.3 dB	-1.0 dB
	誘電体板	15.1 dB	15.6 dB	-0.5 dB
TM ₀₁ モード	ハネカ4	13.5 dB	15.8 dB	-2.3 dB
	誘電体板	13.3 dB	15.2 dB	-1.9 dB
TE ₀₁ モード	ハネカ4	15.1 dB	15.7 dB	-0.6 dB
	誘電体板	14.2 dB	15.0 dB	-0.8 dB

これらの結果を見ると、測定値は常に理論値より低く、とくにTM₀₁モードの場合著しい。これはTM₀₁モードで励振した場合の開口面上の電界分布が上端に強い形であったため、鏡面からのスピルオーバーが増加するためと思われる。能率が最も高いのはTE₁₁モードの円偏波で励振した場合である。

TE₁₁モード円偏波で励振した場合、放射電界は楕円偏波になるが、その楕円偏波率を測定した結果が表6.3である。楕円偏波率の測定値もYZ

面内の測定点の位置によつて変化するが、測定値は平均レベルの値における値を示す。

表6.3 楕円偏波率の測定結果 (TE₁₁モード用偏波励振)

レドール	励振用偏波 ^(注)	測定値	理論値
ハネカレドール	右旋円偏波	2.6 dB	4.0 dB
	左旋円偏波	3.7 dB	
金属管入話電体 板レドール	右旋円偏波	4.6 dB	4.1 dB
	左旋円偏波	6.0 dB	

(注) 鏡面の反射波の放射電界の旋回方向は逆になる。

この結果と表6.2の利得の測定結果より、ハネカレドールの場合、X成分に対する損失が、Y成分に対する損失より小さいと考えられる。

6.4.3 YZ面内の放射パターン

YZ面内の放射パターンを図6.16に示す。TE₁₁モード用偏波で励振した場合、円偏波発生器の楕円偏波率に応じて周期180°の波が現われる。この実験で採用した円偏波発生器の楕円偏波率は0.4 dBである。またTM₀₁モード、TE₀₁モードで励振する場合、これらモード中に含まれるTE₁₁モードの成分によつて、周期360°の波があらわれる。使用したTM₀₁モード発生器によつてTE₁₁モード含有度は-15 dBで、これによつてYZ面内放射パターンに現われる波の凹凸は3.54 dBである。TE₀₁モード発生器の場合、TE₁₁モード含有度は-27 dBで、YZ面内放射パターンに現われる波の凹凸は0.66 dBである。

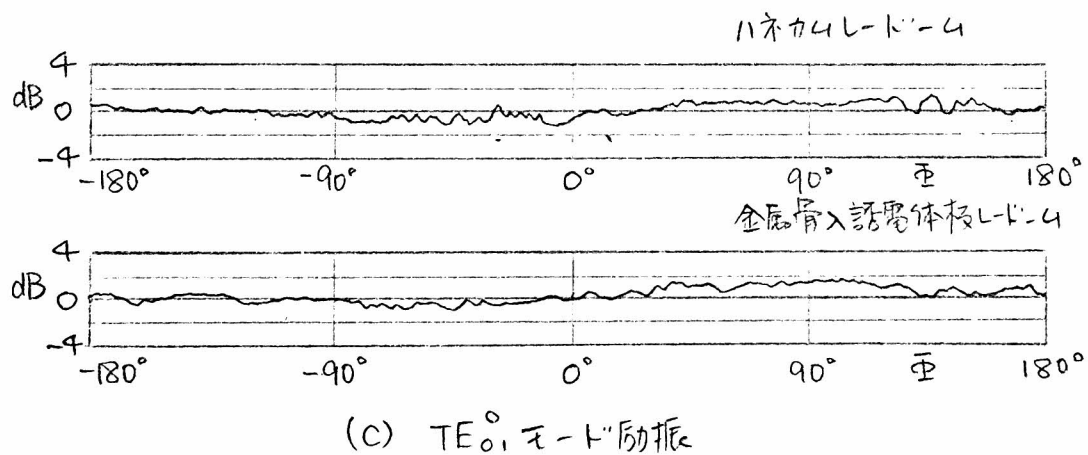
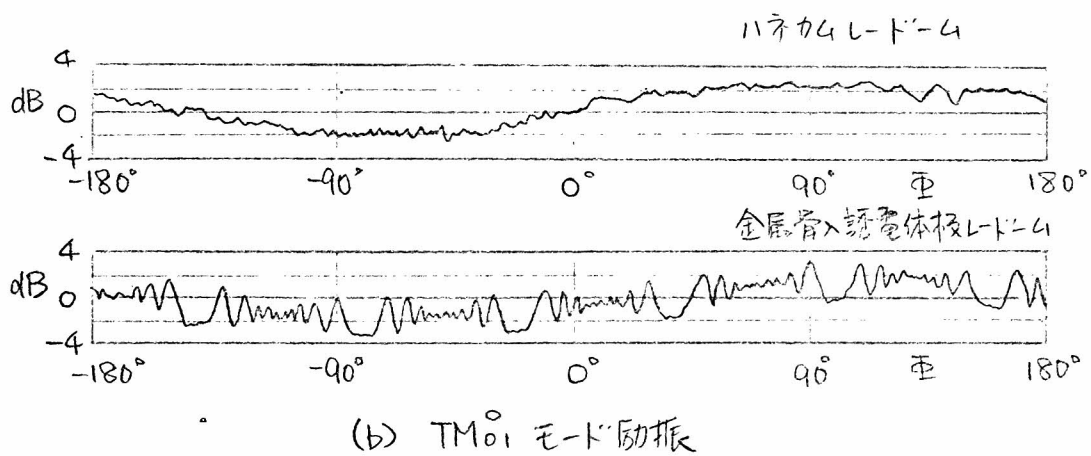
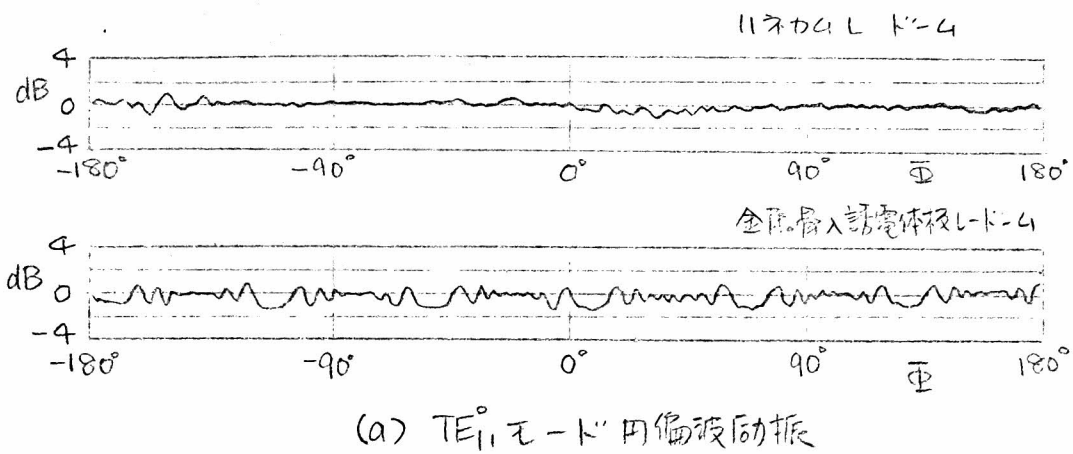


図 6.16 無指向性ホーンリフレクタの YZ 面内放射パターン

YZ面内の放射パターンにある周期の短 11波はリード・4の影響に
よるものである。表6.4に周期の短 11波の振巾を示す。

表6.4 YZ面内放射パターンに周期の短 11波の振巾

励振モード	リード・4	振巾
TE ₁₁ モード用偏波	11ネカ4	± 1.0 dB
	誘電体板	± 1.0 dB
TM ₀₁ モード	11ネカ4	± 1.0 dB
	誘電体板	± 1.8 dB
TE ₀₁ モード	11ネカ4	± 0.9 dB
	誘電体板	± 0.3 dB

11ネカ4 リード・4の場合 11波の励振モードに対しても均一な放射パ
ターンが得られるが、つむ目のところでは、金属骨入誘電体板リー
ド・4の場合、X方向に入っている金属骨は放射電界のX成分に大きく
影響し、TM₀₁モードで励振した場合放射パターンの一様性が乱れる。
しかしその他のモードの場合 影響はそれ程大きくはない。

6.4.4 ZX面内の放射パターン

Z軸を含む面内の放射パターンは、場所によって幾分異なるが、一例
を図6.17に示す。これらの結果からサイドローブレベルを求めた
結果が表6.5である。X軸の負方向のサイドローブが高くなる傾向があ
る。いくつかの場所で測定した結果から3dB巾を求めて得た平均値を
表6.6に示す。

表6.5 第1サイドローブレベルの測定結果

励振モード	リード・ウ	測定値 (dB)		理論値 (dB)
		X軸負方向	X軸正方向	
TE ₁₁ モード円偏波	11ネカウ	-13.2	-18.4	-17.0
	誘電体板	-14.3	-15.7	
TM ₀₁ モード	11ネカウ	-13.0	-20.7	-16.1
	誘電体板	-14.7	-18.8	
TE ₀₁ モード	11ネカウ	-25.5	-26.8	-24.6
	誘電体板	-17.0	-24.5	

表6.6 3dB巾の測定結果 (平均値)

励振モード	リード・ウ	測定値	理論値
TE ₁₁ モード円偏波	11ネカウ	1.99°	2.13°
	誘電体板	2.13°	
TM ₀₁ モード	11ネカウ	2.61°	2.44°
	誘電体板	2.34°	
TE ₀₁ モード	11ネカウ	2.57°	2.68°
	誘電体板	2.32°	

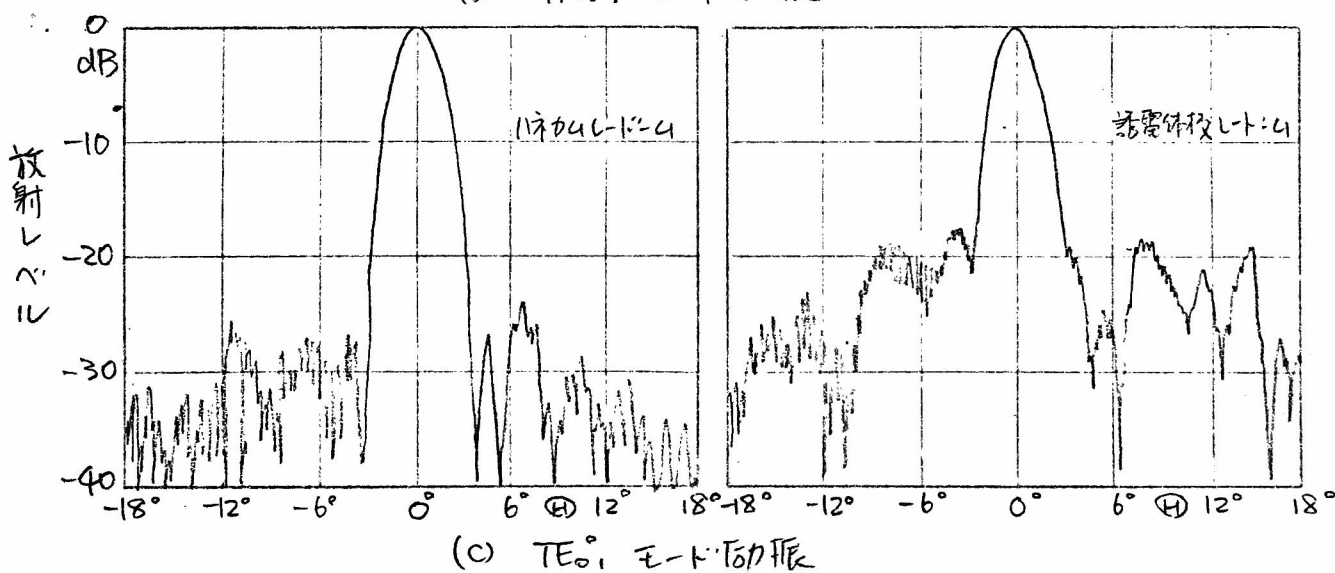
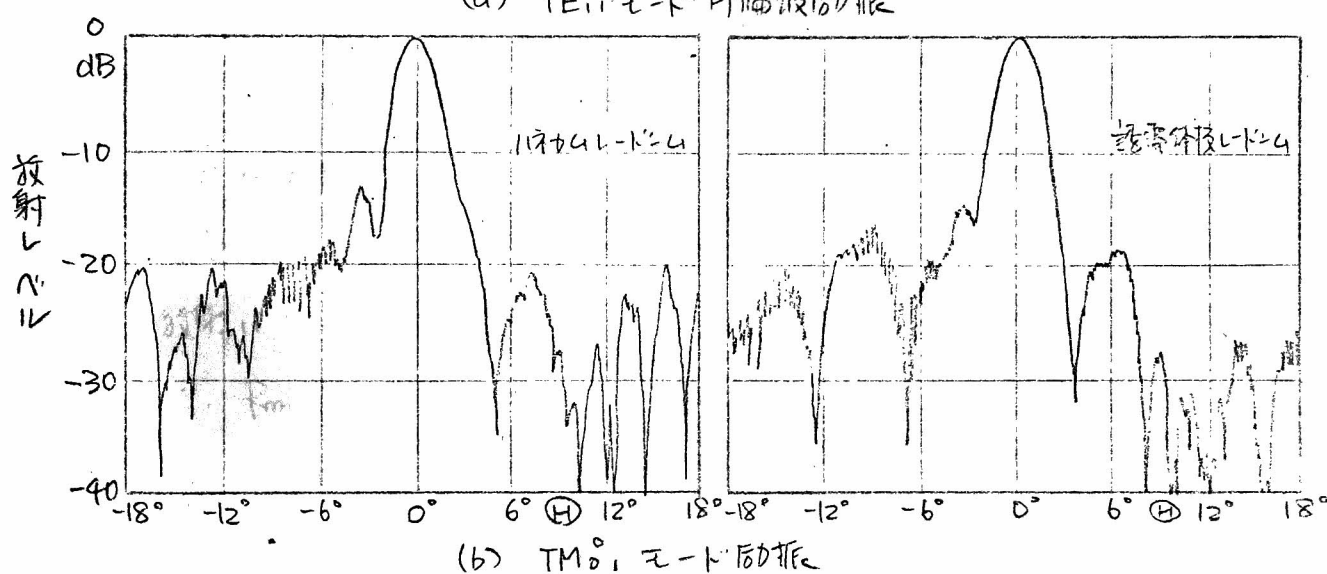
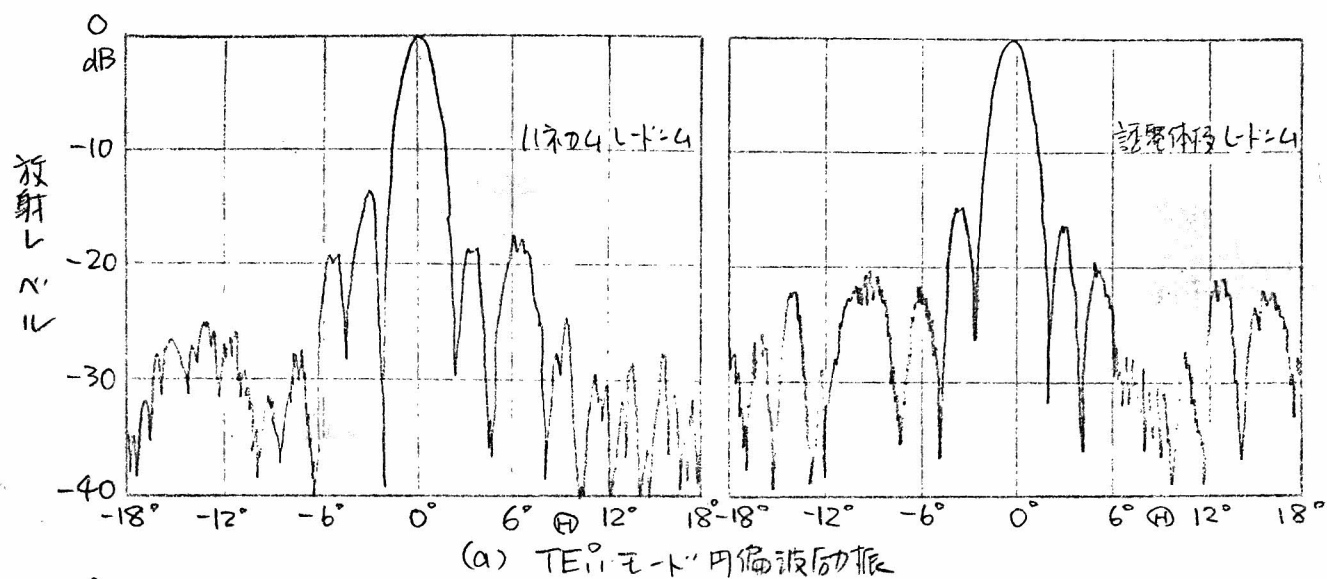


図6.17 無指向性ホーンリフレクタアレイの2X面内放射パターン

6.5 予備

無指向性ホーンリフレクタアンテナを用筒状の開口面をもつ開口面アンテナと考え、円形導波管の任意のモードで励振した場合の利得関数を導いた。図6.5の座標系において、YZ面内で無指向性となるのは、 TE_{0m} モード、 TM_{0m} モードなどの回転対称なモードで励振した場合と円偏波で励振した場合である。また TE/TM_{mm} モードで励振すると、YZ面内の放射パターンは $\cos^2 m\theta$ または $\sin^2 m\theta$ である。利得は $\frac{2D}{\lambda}$ と効率 η の積で表わされ、効率 η は鏡面の半径 R_m を含む因子 η_0 と開口径 D を含む因子 η_1 の積である。 R_m が波長 λ に比べて大きく、 H が小さいとき η_0 はほとんど1に等しい。 D を含む因子 η_1 は、開口面上の分布と同じ電流分布をもつ線状波源の効率と同じである。ZX面内の放射パターンも効率と同じに R_m を含む因子と D を含む因子の積であるが、 R_m, D が波長に比べて大きく、 H が小さいときは D を含む因子のみで表わされる。

模型を製作し、 TE_{01} モード円偏波、 TM_{01} モードおよび TE_{01} モードで励振した場合について測定を行った。実際のアンテナは鏡面を支え、内部を気密に保つため開口を覆うリード・インが不可欠である。ハネカミリード・インと金属骨入誘電体板リード・インを製作し、その特性を比較した。YZ面内放射パターンの一様性、ZX面内のサイドローブが低い点ではハネカミリード・インで TE_{01} モード励振の場合が最も良いが、広帯域性および価格の点で、金属骨入誘電体板リード・インを用いた TE_{01} モード円偏波励振で使用するものが最も実用的である。この場合、効率も比較的良い。放射電界の楕円偏波率は円筒ホーン内の電界分布による。余りよいものではないが右回旋円偏波生成には無理がある。放射電界の楕円偏波率を小さくするためには、ホーン中の電界成分 E_θ, E_ϕ の強度分布が等しいようなホーンを使用しなければならない。

7. 結 論

ホーンリフレクタアンテナを電磁ホーンと1枚の鏡面から成るアンテナの総称と考えたと、従来より研究され実用化されているのは、電磁ホーンとして角鏡ホーンおよび円鏡ホーンをもつ角鏡ホーンリフレクタアンテナおよび円鏡ホーンリフレクタアンテナのみである。また鏡面として使用されているのは、ホーンの軸に直交する軸をもつ回転放物面鏡および平面鏡である。

本論文では、ホーンリフレクタアンテナの概念を種々の方向に拡張した。その結果得られたホーンリフレクタアンテナの諸形式を、これらの鏡面に注目して分類すると次のようになる。

a. 鏡面に回転放物面鏡を用いた形式

(1) ホーンの軸と回転放物面鏡の軸の成す角が 90° 以外の一般的な場合
----- 一般円錐ホーンリフレクタアンテナ

(2) ホーンとしてダイアゴナルホーンを用いた場合

----- ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ

b. 鏡面に対称性の全くない特殊な形状の曲面を用いた場合

----- 成形ビームホーンリフレクタアンテナ

c. ホーンの軸を対称軸とする回転対称な鏡面を用いた場合

----- 無指向性ホーンリフレクタアンテナ

また、ホーンリフレクタアンテナを使用する場合には、多くの周波数帯を共用したり、低損失の管径の太い給電導波管を用いたりするので、従来より論じられていた基本モードやいくつかの限られたモードだけでなく、任意の高次モードで励振した場合の放射特性をも明らかにした。

a. はいわゆるペンシルビームをもつアンテナであって、衛星通信用

や、地上マイク波中継回線用に通したアンテナである。衛星通信地球局用アンテナには、一次放射器系に円錐ホーンリフレクタアンテナや、さらに多くの鏡面をもつ系が用いられることが最近盛んになってきている。これらの鏡面が回転二次曲面鏡である場合、幾何光学的に考えれば、単一の一般円錐ホーンリフレクタアンテナと等価である。したがってこうした多くの鏡面をもつアンテナの放射特性を論じる場合には、一般円錐ホーンリフレクタアンテナの理論を応用できる。

ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナは放射パターンの点で従来のホーンリフレクタアンテナに比較して優れており、本来ホーンリフレクタアンテナがもつ広帯域性と相俟って地上マイク波中継回線用に適したものである。

b. は任意の方向に傾いた軸をもつ楕円形や角が丸みを帯びた多角形の断面のビームをもつアンテナである。このようなアンテナは、或る限られた地域のみを通信の対象とする衛星搭載用アンテナとして有効である。

c. の無指向性ホーンリフレクタアンテナは、円筒状の開口をもつホーンリフレクタアンテナで、容易にうる円板状のビームを得ることができ、マイクロ波帯における放送用アンテナとして用い得る。

謝 辞

この研究を行なうに当り、御指導ならしに御助言いただいた、京都大学教授前田憲一博士に心からの感謝の意を表します。

アンテナの研究に常日頃御指導いただいていた三菱電機株式会社中央研究所副所長喜連川隆博士、同社鎌倉製作所電子機器研究部長大島羽幸太郎氏、同部武市吉博博士、水沢正雄博士に深謝致します。なおこの研究の実験に用いては、同部田中宏和氏および牛込博氏に協力いただいたので、感謝致します。

参考文献

- (1) A.C. Beck and H.T. Friis; "Horn Antenna System", U.S. Patent 2,416,675, Application Nov. 26, 1941, Patented Mar. 4, 1947.
- (2) A.T. Corbim and A.S. May; "Broadband Horn Reflector Antenna", Bell Lab. Rec., **33**, 11, pp.401-404 (Nov., 1955).
- (3) R.W. Friis and A.S. May; "A New Broadband Microwave Antenna System", AIEE Trans., **77** Pt-1, No. 2, pp.97-100 (March 1958).
- (4) H. Laub und W. Stöhr; "Hornparabolantenne für Breitband-Richtfunkanlagen", Frequenz, **10**, pp.33-44 (1956).
- (5) R.M. Huber und H. Laub; "Hornparabolantenne für Breitband-Richtfunk zwischen 1.7 und 11.7 GHz", Frequenz, **20**, Nr. 8, pp.262-270 (1966).
- (6) D.G. Jones and P.J. Edwards; "The Post Office Network of Radio-Relay Stations Part I - Radio Relay Links and Network Planning —", The Post Office Electrical Engineer's Journal, **57**, Part 3, pp.147-155 (Oct. 1964).
- (7) L.T. Libois et M. Thué; "Les nouveaux systèmes des faisceaux hertziens de l'Administration Française des P. T. T.", Onde Électrique, **37**, no. 368 (Nov. 1957).
- (8) 大橋, 加藤, 沼野; "ホーンリフレクタアンテナの特性について", 信学会アンテナ研究要資料 (1961.10.12).
- (9) 大橋, 加藤, 沼野; "ホーンリフレクタアンテナ", 通研研究実用化報告 12, 10, pp.1251-1287 (1963).

- (10) A.B. Crawford, D.C. Hogg and L.E. Hunt; "A Horn-Reflector Antenna for Space Communication", Bell Syst. tech. J., **40**, PP.1095-1116 (July 1961).
- (11) J.N. Himes, Tingye Li and R.H. Turrin; "The Electrical Characteristics of the Conical Horn-Reflector Antenna", Bell Syst. tech. J., **42**, PP.1185-1211 (July 1963).
- (12) A.J. Giger and R.H. Turrin; "The Triply-Folded Horn Reflector: A Compact Ground Station Antenna Design for Satellite Communications", Bell Syst. tech. J., **44**, PP.1229-1253 (Sept. 1965).
- (13) G. v. Trentini, K. P. Romeiser und W. Jatsch; "Dimensionierung und elektrische Eigenschaften der 25-m-Antenne der Erdefunkstelle Raisting für Nachrichtenverbindungen über Satelliten", Frequenz, **19**, Nr. 12, PP.402-421 (1965).
- (14) 西田, 村岡, 赤原, 西村, 北沢: "領域衛星通信所の2アンテナ", 電43 信学会会報, NO. 413 (1968).
- (15) F. Donnelly, R. Graumos and J. Killian; "Design of a Mechanically Despun Antenna and its Control Subsystem for a Spin-Stabilized Synchronous Satellite", AIAA 2nd Communications Satellite Systems Conference, AIAA Paper No. 68-433 (April 1968).
- (16) F.E. Donnelly, Jr., R. P. Graumas and J.D. Killian; "The Design of the Mechanically Despun Antenna for the Intelsat-III Communications Satellite", IEEE Trans. **AP-17**, 4, PP.407-415 (July 1969).

- (17) M. Fleming, S. Marx and W. Triplett; "A Mechanically Driven Antenna for Communications Satellite Application", AIAA 2nd Comm. Sat. Syst. Conf., AIAA paper No. 68-428 (April 1968).
- (18) S. Silver; "Microwave Antenna Theory and Design", MIT Rad. Lab. Ser. 12, McGraw-Hill Book Co., Inc. (1949).
- (19) 武市, 片木; "一般円錐ホーンに於けるアンテナ", 電波情報学会会報, No. 411 (1968. 10).
- (20) 武市, 片木; "一般円錐ホーンに於けるアンテナ", アンテナ伝播研究資料, A-P 67-13. (1969. 6).
- (21) T. Kitsuregawa, Y. Takeichi, M. Mizusawa and T. Katagi; "The Radiation Characteristics of the Conical Horn-Reflector Antenna Excited in Higher Modes", 1966 IEEE Internat. Conv. Record, Pt. 5, pp. 252-260 (March 1966).
- (22) G. v. Trentini, K. P. Romeiser und R. Reitzig; "Änderungs- und Verbesserungsmöglichkeiten im Aufbau großer Cassegrainantennen mit Hornparabolspeisung 1 Teil", Frequenz 22, 5, pp. 151-156 (1968).
- (23) G. v. Trentini, K. P. Romeiser und R. Reitzig; "Änderungs- und Verbesserungsmöglichkeiten im Aufbau großer Cassegrain-Antennen mit Hornparabolspeisung 2 Teil", Frequenz 22, 7, pp. 201-205 (1968).
- (24) T. Kitsuregawa and M. Mizusawa; "Design of the Beam-Waveguide Primary Radiators of the Cassegrain Antennas for Satellite Communications", 1970 IEEE G-AP International Symposium Digest PP-400-406, Columbus. (Sept. 14-16., 1970).

- (25) 木R, 片木; "回折=双曲面鏡系の一性質", 信学論(B), 53-B, 11
(1970-11).
- (26) 武市, 片木; "楕円ビーームホーンリフレクタアンテナ", 昭45連大, No. 1257
(1970-4).
- (27) 武市, 片木; "成形成ビーームホーンリフレクタアンテナ", アンテナ伝播研資料,
A-P 70-74 (1971-2).
- (28) 森; "国内衛星通信方式", 通信方式研資料 CS 69-47 (1969-10).
- (29) S. Silver; "Microwave Antenna Theory and Design", pp. 465-509,
M.I.T. Rad. Lab. Ser. 12, McGraw-Hill Book Co., Inc. (1949).
- (30) A.S. Dunbar; "Calculation of Doubly Curved Reflectors for
Shaped Beams", Proc. IRE, 36, pp. 1289-1296 (Oct. 1948)
- (31) T.F. Carberry; "Analysis Theory for the Shaped-Beam Doubly
Curved Reflector Antenna", IEEE Trans., AP-17, 2, pp. 131-138
(March 1969).
- (32) R.E. Collin and F.J. Zucker; "Antenna Theory Part I", pp. 235-
305, Inter-University Electronics Series 7, McGraw-Hill Book Co., (1969).
- (33) A.W. Love; "The Diagonal Horn Antenna", the microwave journal
5, 3 (March 1962).
- (34) 喜連川, 武市, 木R, 片木; "ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ", 昭41信
学会会大, No. 325 (1966-11).
- (35) 喜連川, 武市, 木R, 片木; "ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ", アンテナ伝播
研資料, A-P 67-44 (1967-11).
- (36) 喜連川, 武市, 片木; "ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナの模型実験",
昭42連大, No. 1293 (1967-4).
- (37) 武市, 片木; "無遮蔽形ダイアゴナルホーンリフレクタアンテナ", アンテナ伝播
研資料, A-P 68-63 (1969-1).

- (38) 武市, 片木; "無指向性ホーン反射器", 昭42信学会会誌, No. 411 (1967. 10).
- (39) 武市, 片木; "無指向性ホーン反射器", 輻射科学研究会資料 (1968. 2).
- (40) Y. Takeichi and T. Katagi; "The Omnidirectional Horn-Reflector Antenna", 1970 IEEE/G-AP Internat. Symp. Digest pp. 40-41, Columbus (Sept. 14-16, 1970).
- (41) W. A. Cumming; "Antenna's Reflecting Surfaces Increase Beacon Bandwidth", Electronics (Jan. 11, 1965) pp. 77-79.
- (42) 武市, 片木; "無指向性ホーン反射器の実験", 昭44連会誌, No. 1419 (1969. 3).
- (43) 武市, 片木, 牛込; "円錐波励振無指向性ホーン反射器", 昭45信学会会誌, No. 375 (1970. 8).
- (44) Y. Takeichi, M. Mizusawa and T. Katagi; "The Diagonal Horn-Reflector Antenna", 1969 IEEE/G-AP Internat. Symp. Digest pp. 279-285, Austin (Dec. 9-11, 1969).
- (45) M. Born and E. Wolf; "Principles of Optics", 2nd Edition, pp. 117-119, Pergamon Press (1964).
- (46) 窪田, 佐良木; "微分幾何学", 岩波全書 226, 岩波, (1957).
- (47) S. Silver; "Microwave Antenna Theory and Design", MIT Rad. Lab. Ser. 12, McGraw-Hill Book Co., Inc., p. 233 (1949).
- (48) S. Silver; op. cit., pp. 158-162.
- (49) C. L. Beattie; "Table of First 700 Zeros of Bessel Functions — $J_0(x)$ and $J_1(x)$ ", Bell Syst. tech. J, 37, pp. 689-697 (May 1958).

- (50) J.S. Cook, E.M. Elam and H. Zucker; "The Open Cassegrain Antenna: Part I. Electromagnetic Design and Analysis", Bell Syst. tech. J., **44**, pp.1255-1300 (Sept. 1965).
- (51) 伏見; "力学(上)", 岩波講座現代物理学, p.13, 岩波(1958).
- (52) P.W. Hannan; "Microwave Antennas Derived from the Cassegrain Telescope", IRE Trans., **AP-9**, pp.140-153 (March 1961).
- (53) K.S. Kelleher; "Relations Concerning Wave Fronts and Reflectors", J. appl. Phys., **21**, pp.573-576 (June 1950).
- (54) S. Silver; "Microwave Antenna Theory and Design", p.144, M.I.T. Rad-Lab. Ser. 12, McGraw-Hill Book Co., Inc. (1949).
- (55) 西田, 糸原, 喜連川, 武市, 木沢, 竹居, 片木, 別段; "ホーンリフレクタ給電カセグレンアンテナの一次放射系", 昭42連大, NO.1295 (1967).
- (56) W.L. Barrow, L.J. Chu and J.J. Jansen; "Biconical Electromagnetic Horns", Proc. IRE, **27**, pp.769-779 (Dec. 1939).
- (57) L.J. Chu; "Physical Limitations of Omni-Directional Antennas", J. appl. Phys., **19**, pp.1163-1175 (Dec. 1948).
- (58) 飯口, 山口; "共振孔型 TE_{01} 変換器", 昭41連大, NO.592 (1966).

